

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

redigiert von Karl Scheel unter Mitwirkung von A. Güntherschulze

7. Jahrgang

1. Oktober 1926

Nr. 19

1. Allgemeines.

E. Grüneisen. Emil Warburg zum achtzigsten Geburtstage. Naturwissensch. 14, 203—207, 1926, Nr. 11.

H. Schering. Emil Warburg und die Technik. Naturwissensch. 14, 208—211, 1926, Nr. 11. GÜNTHERSCHULZE.

Ad. Lindemann. Friedrich Poske †. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 57, 97—102, 1926, Nr. 3. SCHEEL.

M. Engelmann. Zum hundertsten Todestage Jos. Fraunhofers am 7. Juni 1926. Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. 47, 135—138, 1926, Nr. 11. GÜNTHERSCHULZE.

Moritz von Rohr. J. Fraunhofers Forschungen zur Glasbeschaffenheit und Farbenhebung sowie seine Leitung der Glashütte zu Benediktbeurn. ZS. f. Instrkde. 46, 273—289, 1926, Nr. 6.

F. A. Freeth. Prof. H. Kamerlingh Onnes. Nature 117, 350—351, 1926, Nr. 2940.

W. H. Keesom. Prof. Dr. H. Kamerlingh Onnes †. Zijn Levenswerk, de stichting van het Cryogeen Laboratorium. Physica 6, 81—98, 1926, Nr. 3. SCHEEL.

L. Kusminsky. Victor von Lang. Procès-Verbaux. Comité internat. des Poids et Mesures (2) 10, 91—95, 1923.

Ivar Fredholm. Klas Bernhard Hasselberg. Procès-Verbaux. Comité internat. des Poids et Mesures (2) 10, 110—113, 1923.

Ch.-Éd. Guillaume. J. René Benoît. Procès-Verbaux. Comité internat. des Poids et Mesures (2) 10, 96—109, 1923. GÜNTHERSCHULZE.

Charles Fabry. Alfred Perot (1863—1925). Rev. d'Opt. 5, 145—148, 1926, Nr. 1.

Prof. A. Perot. Nature 117, 349, 1926, Nr. 2940.

J. T. Bottomley. Nature 117, 830—831, 1926, Nr. 2254.

Lavoro Amaduzzi. Commemorazione dell'accademico corrispondente nazionale Prof. Pietro Cardani. S.-A. Rend. di Bologna 1924/25, 11 S. SCHEEL.

Gino Loria. Un periodo di storia delle scienze: da Galileo a Newton
Scientia (2) 39, 323—334, 1926, Nr. 5. GÜNTHERSCHULZE

W. G. Collins. Notes on some physical and optical characteristics of the stylus-on-celluloid method of recording. Trans. Opt. Soc. 27, 215—218, 1925/26, Nr. 3. Wenn ein Stift mit kugeligter Spitze über eine Celluloidscheibe (oder ein ähnliches Material) geführt wird, so erfolgt selbst bei relativ schwachem Druck eine Deformation, die als zylindrische Vertiefung mit aufgeworfenen Randwällen bezeichnet werden kann. Bei mikroskopischer Auswertung wirkt die mittlere Vertiefung als negative Zylinderlinse und gibt daher bei passender Einstellung eine äußerst scharfe, für die Messung gut geeignete Lichtlinie. H. R. SCHULZE

Walter Schütz. Beiträge zur Frage der Tolerierung der Werkzeugkegel. Diss. Techn. Hochschule Dresden 1926, 40 S. Im ersten Teil wird an Morsekegeln 1, 2 und 3 sowie an Kegeln 1:10 und 1:30 und bei Fehlern f der Verjüngung von 0 bis $\pm 10'$ (auf die ganze Verjüngung bezogen) das von der Kegelverbindung übertragene Drehmoment experimentell bestimmt. Notwendig war dazu (durch Benutzung stets derselben Schleifscheibe), eine gleichmäßige Oberflächenbeschaffenheit innezuhalten und auch die Kegeldorne nach den Versuchen eingetretenen bleibenden Deformation jederzeit auf den gewollten Wert nachzuschleifen. Unter diesen Umständen war das Drehmoment (bei allen Fehlern f) proportional dem Axialdruck (untersucht bis 680 kg) und bei gleichem Axialdruck proportional $(1 - 0,04 \cdot f)$ (letzte Beziehung gilt für $f = 0$ bis $10'$). Daraus berechnet sich der Reibungskoeffizient zu 0,096. Aus den Versuchen folgt, daß der Einfluß des Fehlers f der Verjüngung bisher stets überschätzt worden ist. Bei Schmierung sank das Drehmoment bis auf ein Drittel seines Wertes (bei kleinen Axialdrücken). — Im zweiten Teil wird die Wirtschaftlichkeit der Messung von Kegeldornen und -hülsen untersucht und dazu der Begriff der Güteziffer $g = 1000/(u \cdot z)$ eingeführt, worin u die Meßunsicherheit in Winkelsekunden und z den Zeitaufwand in Minuten für 10 bzw. 100 Stück bedeutet. Nachgerechnet werden folgende Meßmethoden: 1. Ringmethode, 2. Sinuslineal, 3. Reiterlehre mit Mikrotasten, 4. Optische Messung, 5. Stocksche Kegelmeßmaschine, 6. Kegelmeßgerät der Fortunawerke, 7. Anreibmethode, 8. Hülsenmessung mit zwei Kugeln, 9. Kegel-Innenmikrotaste. Die Güteziffern schwanken von 0,67 bis 15,6 für 10 Stück und von 0,067 bis 2,4 für 100 Stück. — Der dritte Abschnitt bringt einige grundsätzliche Betrachtungen für die Tolerierung von Werkzeugkegeln. Das Anreibverfahren wird als unwirtschaftlich verworfen, da es eine übertriebene Herstellungsgenauigkeit verlangt. Nach Messung einer großen Zahl von Werkzeugkegeln beträgt ihr Verjüngungsfehler bis $\pm 5'$. Wichtig ist vor allem, daß der Kegel nicht am Grunde der Hülse aufstößt. BERNDT

Procès-Verbaux des Séances. Comité international des Poids et Mesures (2) 10, 122 S., 1923. SCHEERL

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Dayton C. Miller. Ether-drift experiments at Mount Wilson in February, 1926. Phys. Rev. (2) 27, 812, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im Februar 1926 wurden die Versuche über die Bewegung des Äthers auf dem Wilsonberg unter sehr günstigen Witterungsbedingungen fortgesetzt. Es wurde

eine Beobachtungsserie von 101 Sätzen und insgesamt 34000 Ablesungen ausgeführt, die umfangreichste von allen bisher angestellten. Die neuen Beobachtungen bestätigen die 1925 erhaltenen Ergebnisse vollkommen. Es ist eine periodische Verschiebung der Interferenzstreifen vorhanden, die deutlich systematisch und kosmischen Ursprungs ist. Sie ist so, als wenn Erde und Äther sich mit 10 km/sec gegeneinander bewegten.

GÜNTHERSCHULZE.

W. F. G. Swann. The origin of the earth's electric and magnetic phenomena. Journ. Frankl. Inst. **201**, 143—176, 1926, Nr. 2. [S. 1494.]

BENNDORF.

A. J. Dempster. Light quanta and interference. Phys. Rev. (2) **27**, 804, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Versuche von W. Wien und dem Verf. haben gezeigt, daß nach $5 \cdot 10^{-8}$ sec der Vorgang der Lichtemission eines strahlenden Atoms praktisch beendet ist. Verf. maß die Energie einer Glimmentladung, die die He-Linie 4471 (Abklingungskonstante $5,42 \cdot 10^7$) ausstrahlte, durch Vergleich mit der Intensität des Spektrums eines schwarzen Körpers bei bekannter Temperatur. Die Glimmentladung wurde so schwach gemacht, daß $8,4 \cdot 10^{-11}$ erg oder 19 Quanten in der Sekunde auf den Spalt eines Stufengitters fielen. Bei einer derartigen Intensität muß jedes Quant für sich das Gitter passieren. Trotzdem ließen sich Interferenzbilder ganz der gleichen Art wie bei hellen Lichtquellen photographieren.

GÜNTHERSCHULZE.

B. Cabrera. Le magnétisme et la structure de l'atome et de la molécule. Journ. de phys. et le Radium (6) **6**, 241—258, 273—286, 1925, Nr. 8 und 9.

1. Aus den Suszeptibilitätsmessungen von Hector und Pascal werden die Atomradien berechnet: Helium 0,57 (1,11), Neon 0,54 (—), Argon 0,85 (1,81), Krypton 1,03 (2,05), Xenon 1,44 (2,42), sowie die Radien für die Ionen vom Argontyp Phosphor (P—) 1,37, Schwefel (S—) 1,13, Chlor (Cl—) 0,98, Argon 0,85, Kalium (K⁺) 0,76, Calcium (Ca⁺⁺) 0,69. (Die eingeklammerten Zahlen der Edelgase sind die kinetischen Atomradien nach Jeans.) Die magnetischen Atomradien sind in Übereinstimmung mit denen, welche von Fajans, Herzfeld, Grimm u. a. aus atomtheoretischen Betrachtungen berechnet sind. Die kinetischen Radien sind fast genau doppelt so groß. 2. Nach Besprechung der Langevin-Weisschen Theorie und der Quantentheorie des Magnetons wird das Ergebnis der Magnetonmessungen diskutiert. Verf. ist folgender Ansicht: a) Das Bohrsche Magneton ist die natürliche Einheit des magnetischen Momentes einer freien Elektronenbahn. b) Das Weissche Magneton ist der größte gemeinsame Teiler des magnetischen Momentes eines vollständigen Systems von Elektronenbahnen. Das experimentelle Ergebnis $M_B = 5 M_W$ hält er für die Folge eines theoretisch noch nicht erkannten Zusammenhangs. c) Die freien Atome orientieren sich entsprechend der Richtungsquantelung. Die Orientierung der Atome in festen Körpern und in Lösungen ist bedingt durch die Richtungsquantelung und andere noch nicht erkannte Gründe, welche auf der Wechselwirkung zwischen Molekülen beruht. Auf der Wechselwirkung mit anderen Molekülen, der Störung der Elektronenbahn durch Stöße, soll auch die Temperaturabhängigkeit des Paramagnetismus beruhen. 3. Die systematische Änderung des Paramagnetismus mit der Atomzahl gibt ein Mittel an die Hand, die Art der Einordnung der äußeren Elektronen in das Atomsystem zu bestimmen. Die Unterschiede zwischen dem magnetischen Moment der freien Ionen und der gleichen Ionen in Komplexverbindungen zeigen, daß die Ionen der nicht gesättigten Komplexe (Koordinationszahl 4) und der gesättigten Komplexe (Koordinationszahl 6) eine verschiedene ist. 4. Die Konstante Δ , welche in das Curiesche Gesetz $C = \chi (T \pm \Delta)$ zur Befriedigung der experimentell

gefundenen Temperaturabhängigkeit eingeführt werden muß, ist in hohem Maße abhängig von den chemischen Verhältnissen in den untersuchten Substanzen. Ihr Vorzeichen wechselt z. B. beim Übergang von saurer Lösung zu basischer Lösung, ferner wird Δ um so kleiner, je größer das magnetische Moment des Ions ist. Man muß so annehmen, daß die Konstante Δ durch die Wirkung der benachbarten Atome auf das paramagnetische Atom bedingt ist. GERLACH

Gustav Mie. Bremsstrahlung und Comptonsche Streustrahlung. ZS. f. Phys. 33, 33—41, 1925, Nr. 1/2. Der Verf. bezieht sich auf die Theorie von Bohr, Kramers und Slater, in der der Versuch gemacht worden war, die Quantentheorie mit der klassischen Theorie in Einklang zu bringen. Der wesentlichste Punkt dieser Theorie war die Annahme, daß die Strahlung nicht wie in der extremen Quantentheorie vorausgesetzt wird, nur in der Zeit während des Übergangs von einem angeregten in den stabilen Zustand emittiert wird, sondern daß die Strahlung schon in dem höheren angeregten Zustand erfolgt und im Moment des Überspringens aufhört. Der Verf. stellt sich nun die Frage, wie man mit dieser Auffassung die Erscheinung der Bremsstrahlung erklären könne, und zeigt, daß man zu einer Erklärung kommt, wenn man annimmt, daß auch das freie Elektron fern vom Atom sich in verschiedenen Zuständen befinden kann, bei denen es einen verschiedenen Gehalt an Energie besitzen soll. In allen höheren Zuständen strahlt das Elektron nach dem Bohrschen $h\nu$ -Gesetz, nur im stabilsten Zustand nicht. Die Bremsstrahlung entsteht also durch einen Stoß erster Art von seiten eines Atoms auf ein schnell dahinfliegendes Elektron, das durch diesen Stoß in einen höheren Zustand gehoben wird. Die Comptonsche Streustrahlung dagegen ist nach dem Verf. die Fluoreszenzstrahlung der durch optische Resonanz angeregten freien Elektronen. MEITNER

G. Wentzel. Über den Starkeffekt in der neuen Mechanik. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 26, 1926, Nr. 2. Überblick über das Programm und die bisherigen Ergebnisse der Heisenbergschen Quantenmechanik, unter besonderer Berücksichtigung der Arbeiten von Dirac und der des Vortragenden über die Berechnung der Spektraltermen mittels der „Wirkungsgrößen“. Zum Schluss Hinweis auf Schrödingers und Paulis Methode zur Berechnung der Heisenbergschen Matrizen aus den Eigenfunktionen der Schrödingerschen Wellengleichung; Anwendung auf die Intensitäten der Balmerreihe und der Röntgenspektren. SCHEER

Adolf Smekal. Zur Statistik der Quantenstrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 19—20, 1926, Nr. 2. Als prinzipiell beobachtbare Zustandsveränderungen eines Atoms oder Moleküls werden alle jene Vorgänge definiert, welche von einem Wechsel der jeweiligen quantenstatistischen Phasenraumzelle dieser Gebilde (für ihre innere und ihre Translationsbewegung) begleitet sind. Wenn ein solcher Elementarvorgang einen Strahlungsprozeß darstellt, so wird er erfahrungsgemäß gekennzeichnet a) durch den elementaren Energieumsatz $h\nu$, welcher die Frequenz festlegt, b) durch den vektoriellen elementaren Linearimpulsumsatz $h\nu/c$, welcher die Strahlrichtung bestimmt, c) durch einen elementaren Drehimpulsumsatz, aus welchem gefolgert werden kann, daß zu jeder Frequenz und Strahlrichtung zwei voneinander prinzipiell unterscheidbare Vorgänge elementaren Polarisationscharakters möglich sind. Es wird gezeigt, wie man auf dieser Grundlage die Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes, der Einsteinschen Typen von elementaren Strahlungsprozessen und ihren Übergangswahrscheinlichkeiten sowie

Die Deutung der Strahlungsschwankungen ohne jede Bezugnahme auf prinzipiell unkontrollierbare Vorstellungen über die Natur des Strahlungsfeldes (Lichtquanten, Lichtquanten) vornehmen kann.

SHEEL.

P. A. M. Dirac. The elimination of the nodes in quantum mechanics. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 281—305, 1926, Nr. 757. Der Verf. behandelt das Problem mehrerer einander störender Elektronen in einem zentralsymmetrischen Kraftfeld nach seiner q -Zahlenmethode durch Einführung von Wirkungs- und Winkelvariablen. Es ist leider nicht möglich, den Gang der mit großer Kunst ausgeführten Rechnungen in Kürze wiederzugeben. Auf ein bekanntes (der Wirklichkeit nicht entsprechendes) Atommodell, bestehend aus Leuchtelektron und magnetisch anomalem Rumpf, angewendet, ergeben sie Landés g -Formel für den Zeemaneffekt in schwachen Feldern; ferner werden die Intensitätsformeln für Multipletts und ihre Zeemankomponenten (Hönl u. a.) abgeleitet.

GR. WENTZEL.

P. A. M. Dirac. Relativity quantum mechanics with an application to Compton scattering. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 405—423, 1926, Nr. 758. Der Verf. dehnt seine frühere Formulierung der quantenmechanischen Prinzipien mit q - und c -Größen auf solche Probleme aus, deren Hamiltonsche Funktion explizite von der Zeit t abhängt. Dies geschieht durch Einführung eines weiteren Paares konjugierter Variablen t und W , für welche die Vertauschungsrelation $Wt - tW = i\hbar$ gilt, und welche mit den übrigen q und p vertauschbar sind. Eine Schwierigkeit entsteht dadurch, daß hier die Hamiltonsche Gleichung der klassischen Mechanik keine Identität ist, d. h. nicht nach q oder p differenziert werden darf; dies äußert sich in der quantenmechanischen Formulierung darin, daß die Vertauschungsrelationen nicht widerspruchsfrei sind. Der Verf. umgeht diese Schwierigkeit durch möglichst engen Anschluß an das klassische Rechenverfahren. Nachdem die kanonischen Koordinaten für die Translationsbewegung eines Punktsystems in einem elektromagnetischen Felde in bekannter Weise festgelegt sind und dem Dopplereffekt durch eine geeignete Lorentztransformation Rechnung getragen ist, wird das spezielle Problem eines freien Elektrons im Felde einer ebenen elektromagnetischen Welle durchgerechnet. Die oben erwähnte Schwierigkeit gibt zu einer Zweideutigkeit in der Wahl der Hamiltonfunktion Anlaß, doch fällt diese Zweideutigkeit in den Ausdrücken für die ausgestrahlte Frequenz und Intensität wieder fort. Für die von dieser „erzwungenen Schwingung“ unter verschiedenen Streuwinkeln emittierten Frequenzen ergibt die Rechnung (im Grenzfall sehr kleiner Amplitude der Primärwelle) genau den von A. H. Compton und P. Debye aus der Lichtquantenhypothese abgeleiteten

Ausdruck:
$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + a(1 - \cos \Theta)},$$
 welcher bekanntlich experimentell gut bestätigt ist. Das Resultat der Intensitätsberechnung ist verschieden von demjenigen älterer Korrespondenzbetrachtungen (Compton u. a.), stimmt aber mit einer Formel von Breit überein. Die nach der Quantenmechanik berechnete Intensität verhält sich zur klassischen (J. J. Thomsonschen) wie

$$(\nu/\nu_0)^3 = [1 + a(1 - \cos \Theta)]^{-3}.$$

Dies stimmt sehr gut zu Comptons Intensitätsmessungen an der Streustrahlung der γ -Strahlen von RaC, mindestens so gut wie Comptons eigene Intensitätsformel. Auch sonstige Folgerungen der Theorie (Zahlenwert des Streuungs- und Absorptionskoeffizienten, lineare Polarisation bei Streuung unter genau 90°) sind durch Experimente belegt.

G. WENTZEL.

Frank C. Hoyt. Intensities in spectra and the new quantum mechanics. Phys. Rev. (2) **27**, 805, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1543.]

GÜNTHERSCHULZ

A. Nanning. Quantenmäßiger Aufbau der Elemente bis Fluor und deren dynamischer Felder. Mit 12 Zeichnungsblättern, 32 S. München Druck von Carl Aug. Seyfried u. Comp. (Carl Schnell u. Söhne), 1926. [S. 148.]

Gilbert N. Lewis. A new principle of equilibrium. Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 179—183, 1925, Nr. 3. [S. 1571.]

Gilbert N. Lewis. The distribution of energy in thermal radiation and the law of entire equilibrium. Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 422—423, 1925, Nr. 7. [S. 1572.]

M. Leontowicz. Über ein Gleichgewichtsprinzip von G. N. Lewis. Z. f. Phys. **33**, 470—474, 1925, Nr. 5/6. [S. 1572.]

R. H. Fowler and E. A. Milne. A Note on the principle of detailed balancing. Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 400—402, 1925, Nr. 7. [S. 1572.]

ESTERMANN

3. Mechanik.

F. Schottky. Über die analytische Aufgabe der Bewegung eines starren Körpers im vierdimensionalen Raume. Berl. Ber. 1926, S. 220—241, Nr. 18/19.

SCHERR

W. F. G. Swann. The origin of the earth's electric and magnetic phenomena. Journ. Frankl. Inst. **201**, 143—176, 1926, Nr. 2. [S. 1494.]

BENNDORF

Anton Dormus. Ein Beitrag zur Frage des Verschleißes der Eisenbahnschienen. Stahl u. Eisen **46**, 948—952, 1926, Nr. 28. Die Untersuchung lehrt, daß die auf zwei österreichischen Bergbahnen seit 1898 verwendeten basischen Schienen einen viel höheren Verschleißwiderstand haben als die früher benutzten. Die Ergebnisse auf der Verschleißprüfmaschine Bauart Spindel entsprechen aber nicht diesen aus der Praxis erhaltenen. Dies dürfte daran liegen, daß die nach dem Spindelschen Verfahren geprüften Schienenstähle, die weicher als der Werkstoff der Schleifscheibe sind, verschleißfester erscheinen, als sie in Wirklichkeit sind, während bei härteren Schienenstählen das umgekehrte Verhalten eintritt.

BERNDT

E. Houdremont, H. Kallen und K. Thomsen. Verfestigung und Rekristallisation vergüteter Stähle. Stahl u. Eisen **46**, 973—976, 1926, Nr. 29. Es wird der Einfluß des Ziehens und nachfolgenden Anlassens auf Festigkeit und Zähigkeit (bestimmt durch die Einschnürung) bei einigen vergüteten legierten und unlegierten Stählen untersucht. Die Verfestigung durch das Ziehen und Anlassen ist in Schaubildern wiedergegeben; erstere folgt der früher gefundenen Beziehung $\sigma = \sigma_0 + a \cdot \ln F_0/F$, in welcher σ die jeweilige Festigkeit, σ_0 die des unverformten Stoffes, a eine Verfestigungskonstante, F_0 den unverformten und F den durch Verformen erreichten Querschnitt bedeuten. Versuche zeigten, daß auch bei diesen Stählen die Verfestigungskonstante aus dem Zerreißversuch in der früher beschriebenen Weise (Ber. d. Werkstoffausschusses d. Ver. d. Eisenhüttenleute Nr. 71, 1925) praktisch einwandfrei zu ermitteln ist. Di-

Verfestigung ließ sich durch Wahl des Vergütungsverfahrens in gewünschter Weise beeinflussen. Alle Stähle zeigten, unabhängig von der Zusammensetzung, ähnliches Verhalten, so daß ein Einfluß der Legierungszusätze nicht vorzuliegen scheint.

BERNDT.

V. Ewald. Untersuchungen über Verfestigungserscheinungen am Steinsalz. ZS. f. techn. Phys. 7, 352—354, 1926, Nr. 7. Die Festigkeit des Steinsalzes aus Wieliczka ergab sich zu $1192 \text{ g/mm}^2 \pm 1,2 \text{ Proz.}$, die des Staßfurter Salzes zu 1400 bis 1800 g/mm^2 . Der Fehler zwischen Bestimmungen an einem Kristall betrug im Mittel 1,6 Proz. (ausgeführt, wie auch die folgenden Versuche, an Steinsalz von Wieliczka). Durch Schleifen und Polieren wurde die Festigkeit um 4,2 Proz. erhöht, während sie an polierten gegenüber nur grobgeschliffenen Stücken um 13 Proz. kleiner war. Anrauen polierter Proben minderte die Festigkeit nicht. Wurden nur die Seitenflächen poliert, die beiden anderen grob geschliffen, so war die Festigkeit etwa 9 Proz. höher, als wenn sämtliche vier Flächen poliert waren. Niedrigere Proben hatten eine etwas höhere Festigkeit als wesentlich höhere. Vorbelastung mit etwa 80 Proz. der Bruchlast während 24 bis 30 Stunden brachte (im Gegensatz zu Peters und Polanyi) eine Erhöhung der Festigkeit; diese trat indessen auf, wenn man die Probe bei 750 bis 800° parallel den Würfelflächen zusammenpreßte. Bereits schwach gefärbte Steinsalzprismen zeigten wesentlich höhere Festigkeiten, bis 1900 g/mm^2 . Nach mehrfachem Hin- und Herbiegen war die Festigkeit herabgesetzt. BERNDT.

S. Vrkljan. Über die Beziehung zwischen den Ausdehnungskoeffizienten und den Kompressibilitätskoeffizienten der Flüssigkeiten. S. f. Phys. 37, 458—468, 1926, Nr. 6. [S. 1577.]

BRANDES.

Rinaldo Bellugi. Sulla teoria delle Onde Sismiche del Somigliana. Atenei Rend. (6) 2, 490—495, 1925, Nr. 11. Bei der Behandlung des Problems der Rayleighwellen kommt man, wenn $\frac{\rho}{\mu} V^2 = \chi$ gesetzt wird, wobei μ den Gichtarrheitsmodulus, ρ die Dichte und V die konstante Geschwindigkeit der Oberflächenwellen bezeichnen, zu einer Gleichung dritten Grades für χ :

$$3\chi^3 - 24\chi^2 + 56\chi - 32 = 0,$$

und zwar für den Fall, daß die Poissonsche Konstante $\sigma = \frac{1}{4}$ ist. Die Gleichung hat drei reelle Wurzeln, von denen nur eine ($\chi < 1$) zu einer realen Lösung des Problems führt. Der Verf. zeigt, daß man auch den beiden anderen Wurzeln der Gleichung einen physikalischen Sinn geben kann, wenn man von den Emergenzwinkeln ausgeht, die den koexistenten Longitudinal- und Transversalwellen zukommen. In dem einen Falle resultieren Geschwindigkeiten V , die kleiner als die Geschwindigkeit der normalen longitudinalen und größer als die der transversalen Wellen sind.

CONRAD-Wien.

Harold Jeffreys. On Water Waves near the Shore. Phil. Mag. (6) 48, 4—48, 1924, Nr. 283. Am Strande herrschen Wellen mit langen, der Küste etwa parallelen Kämmen vor, während im tiefen Wasser fast ausschließlich Wellen mit kurzen Kämmen beobachtet werden. Es wird gefragt, ob dies daran liegt, daß allgemein die Wellenhöhe mit der Tiefe vergleichbar wird, oder daß die abnehmende Tiefe die Amplituden der Wellen mit langen Kämmen mehr vergrößert als die der Wellen mit kurzen Kämmen. Die erste Erklärung wird als richtig nachgewiesen. Der Beweis wird derart geführt, daß in den für gleichbleibende Tiefe angesetzten Bewegungsgleichungen dem Einfluß gewisser — sonst vernach-

lässigbarer — Glieder zweiter Ordnung nachgegangen wird. Es genügt dabei eine Welle allein zu betrachten, da unter den betrachteten Verhältnissen zwei benachbarte Wellen sich ihren Typus gegenseitig nicht stören. Zu der Lösung, die bei Vernachlässigung der quadratischen Glieder gilt, tritt ein Zusatzglied hinzu, welches besagt, daß bei einer der Wellenhöhe vergleichbaren Tiefe beim Fortschreiten die Kämme nach den Tälern zu größer werden und daß die Laufweite von Wellen mit verschiedenen langen Kämmen (unter Laufweite ist die Strecke zu verstehen, die bis zum Branden des Kammes zurückgelegt wird) bei Wellen mit langen Kämmen größer ist als bei solchen mit kurzen Kämmen. Wellen mit langen Kämmen kommen daher näher an den Strand heran. Die zweite Erklärungsmöglichkeit wird durch eine Rechnung als widerlegt angesehen, welche den Nachweis bringt, daß die Amplitude aller Wellen — der lang- und kurzkämmigen gleichmäßig — etwa sich wie $h^{-1/4}$ verhält, wenn sie aus tieferm Wasser gegen flacher werdendes auflaufen.

EISENHART

N. Sen. On the Equation of Long Waves in Canals of Varying Sections. Phil. Mag. (6) 48, 65—78, 1924, Nr. 283. In Anlehnung an die Arbeiten von Green und Ansätze von Wedderburn über lange Wellen in Kanälen vom Querschnitt $S = b \cdot h$ wird nach einigen Formen zusammenpassender Wertepaare b und h als Funktion der Kanallängenerstreckung x gefragt, wenn für die Wellenhöhe η als Lösung der Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \frac{g}{b} \frac{\partial}{\partial x} \left[b \cdot h \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} \right]$$

die nachstehenden Ansätze gemacht werden:

$$\eta = \Phi(h, b) \cdot F[x(x) + \sigma \cdot t] \dots \dots \dots (1)$$

F = beliebige Funktion;

$$\eta = \Phi_0(h, b) \cdot F + \Phi_1 \cdot \frac{dF}{dx} + \dots \Phi_n \cdot \frac{d^n F}{dx^n} \dots \dots \dots (2)$$

$$\eta = \Phi(h, b) \cdot \int_0^{\pi/2} [F\{\chi(x) \sin \vartheta + \sigma t\} + F\{\chi(x) \sin \vartheta - \sigma t\}] d\vartheta \dots \dots (3)$$

F = willkürliche gerade Funktion. In allen Fällen zeigt sich, daß es zu einer als bekannt vorausgesetzten $h(x)$ zwei Gesetze $b(x)$ gibt und umgekehrt. Da schon von Green nur für bestimmte Verhältnisse als maßgebend gefunden wurde, daß die Größe $bh^{1/2}$, bzw. die Wurzel daraus, spielt in allen Lösungen eine wesentliche Rolle. Besteht zwischen b und h ein bestimmter funktionaler Zusammenhang, so kann (wenigstens im Falle 1) für $(bh^{1/2})$ unmittelbar eine Differentialbeziehung aufgestellt und gelöst werden. Die Lösungen von Wedderburn (für den Fall konstanter Kanalbreite b) sind hier also auf Beibehaltung von zwei Funktionen b und h erweitert. Der Fall 1 kann auch einfacher behandelt werden, wenn die Bewegungsgleichung in der Form

$$\frac{\partial^2 (\vartheta \cdot \eta)}{\partial t^2} = g \left[\frac{\partial^2 (\vartheta \cdot \eta)}{\partial z^2} - \eta \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right]$$

geschrieben wird mit $\frac{d^2 \vartheta}{dz^2} = 0$ bzw. ϑ = lineare Funktion von z und

$$\eta \vartheta = F(z \pm \sqrt{g}t).$$

Allgemeiner lautet dann das Problem der Wellenbewegung in Kanälen, eine Lösung der Gleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \Phi(z) \cdot u$$

zu finden.

EISENHART

F. Thorade. Flutwellen auf unebenem Grunde. Ann. d. Hydrogr. **54**, 217–222, 1926, Nr. 6. Der Verf. untersucht die Veränderung der Form von Wellen, die in flacheres Wasser kommen, insbesondere einen verschiedenartig geformten Abhang hinauflaufen. Für eine Reihe von Spezialfällen werden Rechnungen durchgeführt; es zeigt sich, daß bei Wellen, deren Länge groß ist gegenüber der Wassertiefe h , weder die Geschwindigkeit proportional \sqrt{gh} noch die Höhe proportional $\sqrt[4]{h}$ zu sein braucht, vielmehr beträchtlich größer werden kann, während die Zeit, welche die Welle braucht, um die Böschung hinaufzulaufen, mit zunehmender Wellenlänge abnimmt.

GUTENBERG.

F. E. Poindexter. Surface tension of sodium. Phys. Rev. (2) **27**, 820, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die Oberflächenspannung von Natrium im hohen Vakuum bei Temperaturen zwischen 105 und 245° C mit Hilfe einer verbesserten Tropfmethode bestimmt. Die aus der besten geraden Linie durch die beobachteten Punkte gewonnenen Werte sind 222 Dyn/cm bei 1000° C und 111 bei 250° C, was einen Temperaturgradienten von 0,072 Dyn/Grad ergibt. Aus der Beziehung von Eötvös $\gamma v^{2/3} = k(T_0 - T)$ ergibt sich durch Differenzieren nach $T v^{2/3} \frac{d\gamma}{dT} = -k$, wobei γ die Oberflächenspannung, v das Volumen pro Grammatom, T die Temperatur und T_0 und k Konstanten sind. Wird die Dichte von Na bei 100° C zu 0,91 angenommen, so wird $v = 8,6$. Zusammen mit dem experimentellen Wert 0,072 für $\frac{d\gamma}{dT}$ ergibt das $k = 0,62$. Daraus folgt, daß die Moleküle im Na aus mehreren Atomen bestehen, da der Wert von k für nichtassoziierte Flüssigkeiten 2,2 beträgt.

GÜNTHERSCHULZE.

A. Th. van Urk. On the Cohesive Forces of Liquids. Proc. Amsterdam **28**, 356–364, 1925, Nr. 4. Zwischen dem inneren Druck K_0 und der Oberflächenspannung T_0 einer Flüssigkeit sind von Young, Laplace, Rayleigh und van der Waals Beziehungen entwickelt worden, die infolge verschiedener Annahmen zu verschiedenen Gleichungen führen. Von der Annahme ausgehend, daß die Wechselwirkung zwischen den Molekülen nur zwischen unmittelbar benachbarten Molekülen stattfindet, wird die Gleichung $T_0 = \frac{1}{4} l K_0$ abgeleitet, in der unter l die Größe der gegenseitigen Beeinflussung verstanden werden soll. Durch eine passende Substitution kann es so eingerichtet werden, daß links die mittlere molekulare Oberflächenspannung σ_0 und rechts, abgesehen vom Faktor $\frac{1}{4}$, die mittlere molekulare Verdampfungswärme L_0 steht. Es ergibt sich dann die Gleichung $\sigma_0 = \frac{1}{4} L_0$. Mit Hilfe der vorhandenen experimentellen Daten wird die Verdampfungswärme für Wasserstoff, Stickstoff, Argon und Sauerstoff und aus den bis $T = 0$ extrapolierten Werten für L endlich σ_0 und L_0 berechnet:

	$L_0 \cdot 10^{14}$	$\sigma_0 \cdot 10^{14}$	$k T_k \cdot 10^{14}$	Diss.-En. $\cdot 10^{14}$
H ₂	1,55	0,62	0,456	600
N ₂	13,9	3,47	1,729	1000
A	16,3	4,10	2,067	—
O ₂	15,5	4,12	2,116	1100

Um einen Begriff von der Größenordnung zu geben, ist noch die kinetische Energie pro Freiheitsgrad bei der kritischen Temperatur ($k T_k$) und die Dissoziations-

energie hinzugefügt. Stickstoff und Argon erfüllen obige Gleichung, für Sauerstoff ist $\frac{\sigma_0}{L_0} = 0,267$ und für Wasserstoff 0,4. Diese letzte Abweichung kann dadurch erklärt werden, daß bei Substanzen mit sehr kleinen Molekülen der Radius des molekularen Wirkungskreises größer ist als das Dreifache des Molekülradius oder daß die Genauigkeit der für H_2 vorhandenen Messungen nicht genügend ist. Auffällig ist, daß bei N_2 und A die beiden Werte für σ_0 und L_0 ganzzahlige Vielfache von kT_k sind. Der Vergleich von σ_0 mit L_0 kann nicht ohne weiteres auf kompliziertere Stoffe übertragen werden. OTTO

Henri Bénard. Sur les écarts des valeurs de la fréquence des tourbillons alternés par rapport à la loi de similitude dynamique. C. R. 183, 20—22, 1926, Nr. 1. Nach dem Ähnlichkeitsprinzip soll für die Schwingungszahl n eines Stabes vom Durchmesser d , der durch einen Flüssigkeits- oder Gasstrom mit der Geschwindigkeit w angeblasen wird, die Beziehung gelten:

$$\frac{nd}{v} = S = f\left(\frac{1}{R}\right),$$

worin R die Reynoldssche Zahl ist. Verf. untersucht Schwingungen von Drähten in Metaxylol, Wasser und zwei Zuckerlösungen von verschiedener Konzentration in den Grenzen $73 < R < 1 = 202$. Er erhält für $S = f(R)$ vier verschiedene Kurven für die verschiedenen Flüssigkeiten, also eine systematische Abweichung von der auf dem Ähnlichkeitsprinzip aufgebauten Gleichung, die Verf. nicht auf Beobachtungsfehler zurückführen kann. ERK

Jean Dubief. Sur la loi de la viscosité des fluides en fonction de la densité. C. R. 182, 688—689, 1926, Nr. 11. Die in einer früheren Arbeit (vgl. diese Ber. 6, 1486, 1925) aufgestellte Formel

$$\eta = \eta_0 \frac{v}{v-b},$$

worin

$$b = b_0 \left[\frac{3}{4} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \cdot \frac{v}{b_0} - \frac{24}{\pi} \frac{v}{b_0} \right]$$

ist, versagt, wenn die Dichte des untersuchten Stoffes berücksichtigt werden muß. In diesem Falle gibt die Gleichung von Boltzmann und Maché

$$b = b_0 - \frac{d^2}{v^2 + c}$$

(b_0 = Kovolumen nach van der Waals, d und c Konstanten) für die bekannten Untersuchungen an CO_2 , wie auch für verschiedene Flüssigkeiten gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Aus Zähigkeitsmessungen kann man berechnen

$$b_0 = 0,2208 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\text{Molekulargewicht}}{\text{Kritische Dichte}}.$$

Für die Boltzmannsche Gleichung

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) \left(v - b_0 + \frac{d^2}{v^2 + c}\right) = RT$$

kann man b_0 , d und c unmittelbar aus Zähigkeitsmessungen berechnen, doch erweist es sich auf Grund von theoretischen Überlegungen und Versuchen als nötig, die Gleichung zu erweitern zu der Form

$$\left(p + \frac{\alpha}{v^2} + \frac{\beta}{v}\right) \left(v - b_0 + \frac{d^2}{v^2 + c}\right) = \left(1 - \frac{\gamma}{v}\right) RT,$$

die die Kompressibilität von CO_2 nach Amagat gut wiedergibt. ERK.

Margaret Stimson and G. B. Jeffery. The motion of two spheres in a viscous fluid. Proc. Roy. Soc. London (A) **111**, 110—116, 1926, Nr. 757. Es wird das Verhalten zweier (gleicher oder ungleicher) Kugeln untersucht, die sich mit gleicher, geringer, konstanter Geschwindigkeit auf parallelen Bahnen in einer unbegrenzten zähen Flüssigkeit bewegen. Die Kraft F zur Bewegung zweier gleich großer Kugeln vom Radius r mit der Geschwindigkeit v ist

$$F = 6 \pi \eta r v \lambda.$$

Hierin ist

$$\lambda = \frac{2}{3} \sin \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)}{(2n-1)(2n+3)} \left[1 - \frac{4 \sin^2 (n + \frac{1}{2}) \alpha - (2n+1)^2 \sin^2 \alpha}{2 \sin (2n+1) \alpha + (2n+1) \sin 2 \alpha} \right],$$

worin α in krummlinigen Koordinaten den Abstand der beiden Kugeln angibt. Vergrößert man die Entfernung zwischen den beiden Kugeln bis ins Unendliche, so wird $\lambda = 1$ und die Gleichung geht in die bekannte Gleichung von Stokes für die Bewegung einer einzelnen Kugel über. ERR.

C. Camichel, L. Escande et M. Ricaud. Sur la viscosité et la turbulence. C. R. **182**, 881—883, 1926, Nr. 14. Das Ähnlichkeitsprinzip wird an turbulenter Strömung in glatten und verbeulten Messingröhren geprüft. Die untersuchten Flüssigkeiten sind Petroläther, Wasser, Zuckerlösungen, deren Zähigkeit nach der Poiseuilleschen Methode zuerst bestimmt wird. Das Ähnlichkeitsgesetz wird in dem ganzen untersuchten Bereich mit großer Genauigkeit erfüllt. Zu dem gleichen Ergebnis führt die Untersuchung des Ausflusses aus rotierenden zylindrischen Gefäßen. ERR.

G. V. Anrep and A. C. Downing. A method for the quantitative measurement of quick changes in the outflow of liquids. Journ. scient. instr. **3**, 221—224, 1926, Nr. 7. Ein Platindraht von 12μ Durchmesser, durch einen elektrischen Strom bis auf Rotglut erhitzt, wird in den zu untersuchenden Luftstrom gebracht. Er ändert mit der Luftgeschwindigkeit seine Wärmeabgabe und damit seine Temperatur. Letztere wird durch seinen Widerstand gemessen, der durch Wheatstonesche Brücke und Galvanometer mit Lichtzeiger photographisch aufgezeichnet wird. Will man einen Flüssigkeitsstrom messen, so leitet man ihn in eine Woulffsche Flasche, in deren Luftauslaß sich der Hitzdraht befindet. Auf diese Weise beobachten Verff. die Leistung von Herzen. Die Anordnung muß empirisch geeicht werden und eignet sich besonders für die Untersuchung rasch wechselnder Vorgänge, da sie fast ohne Trägheit arbeitet. ERR.

G. S. Fulcher. Analysis of recent measurements of viscosity of glass. Journ. Opt. Soc. Amer. **12**, 478, 1926, Nr. 5. (Opt. Soc. Amer.) In einer früheren Diskussion der von S. English erhaltenen Ergebnisse wurde gezeigt, daß die Änderung in $\log \eta$, hervorgerufen durch die molekulare Substitution von CaO, MgO oder Al₂O₃ an Stelle von Na₂O in dem Glase 6 SiO_2 , $2 \text{ Na}_2\text{O}$, linear zunahm, wenn die Temperatur unter einen Temperaturgrad T_A herabging, welcher in jedem Falle der Entglasungstemperatur zu entsprechen scheint. Die Gradation der Kurve ist proportional dem Mengenbetrag des substituierten Oxyds, aber der Faktor variiert mit dem Oxyd und ist am größten für CaO, am kleinsten für Al₂O₃. Kürzlich hat English den Einfluß der Substitution von MgO für CaO in dem Glase 6 SiO_2 , $1,2 \text{ Na}_2\text{O}$, $0,8 \text{ CaO}$ untersucht. Die Auftragung der Werte in derselben Weise ergibt, daß die Temperatur T_A zu einem scharfen Minimum abfällt für 6 SiO_2 ,

1,2 Na₂O, 0,47 MgO, 0,33 CaO. Bei dieser Verbindung scheint die Gradation auch starke Änderungen von der für CaO charakteristischen zu der für MgO charakteristischen Größe zu erfahren. Die von English mitgeteilten Ergebnisse für die Substitution von Al₂O₃ für CaO in dem Glase 6 SiO₂, 1,1 Na₂O, 0,9 CaO zeigen ebenfalls ein Minimum für 1,2 Na₂O, 0,47 MgO, 0,33 CaO. Die English'schen Ergebnisse für die Substitution von Al₂O₃ an Stelle von CaO in dem Glase 6 SiO₂, 1,1 Na₂O, 0,9 CaO zeigen auch einen Minimalwert T_A für 6 SiO₂, 1,1 Na₂O, 0,8 CaO, 0,1 Al₂O₃. Es ist bemerkenswert, daß diese Viskositätsmessungen die Bildung von Molekülgruppen in Gläsern anzuzeigen scheinen, welche durchsichtig und offensichtlich homogen sind. FLÜGGER

Wilhelm Bauer. Das Widerstandsgesetz schnell bewegter Kugeln in Wasser. Ann. d. Phys. (4) 80, 232—244, 1926, Nr. 11. Es wurden Kugeln mit Geschwindigkeiten von 650 bis 150 m/sec wagerecht durch Wasserbehälter von 1 bis 21 cm Länge hindurchgeschossen und der Geschwindigkeitsverlust durch Zeitmessung nach einer Kapazitätsmethode bestimmt. Die Messungen ergaben ein reines quadratisches Widerstandsgesetz $W = \psi \rho F v^2$, wobei die Widerstandsziffer ψ den konstanten Wert 0,15 hat. Hierzu tritt noch ein „Eindringungswiderstand“ des Geschosses in die Wassermasse, der für alle beobachteten Geschwindigkeiten einen Geschwindigkeitsverlust von 2,6 Proz. bedingt. Ein Vergleich mit den ψ -Werten, die Prandtl für Kugeln in Luft bei Reynoldsschen Zahlen bis 370 000 fand, läßt es als wahrscheinlich erscheinen, daß die hier bestimmten ψ -Werte für Reynoldssche Zahlen von 1 400 000 bis 6 000 000 als Fortsetzung der Prandtl'schen ψ -Kurve betrachtet werden dürfen. ERKENNUNG

S. Zaremba. Sur une transformation du problème de Neumann. C. R. 182, 1129—1130, 1926, Nr. 19.

Georges Bouligand. Sur la continuité d'ordre 2 en hydrodynamique. C. R. 182, 1130—1131, 1926, Nr. 19. EISENER

A. F. Joseph. The Action of Silica on Electrolytes. Nature 117, 177, 1926, Nr. 2931. Verf. hat ein nach den Angaben von Mukerjee hergestelltes SiO₂·aq auf seine Fähigkeit, HCl zu adsorbieren, untersucht. Die Adsorptionseffizienz wurde mit Hilfe der elektrolitischen Leitfähigkeit, die eine Adsorption von 0,04 Gew.-Proz. hätte anzeigen müssen, untersucht, ohne daß sich ein Anzeichen von Adsorption ergeben hätte. Er weist darauf hin, daß die vom SiO₂ adsorbierte Wassermenge die Lösung, zu der das SiO₂ gegeben würde, merklich verdünnen und damit eine Adsorption des gelösten Stoffes vortäuschen könnte. H. BRANDES

Joseph A. Becker. The adsorption of caesium on tungsten and oxidized tungsten. Phys. Rev. (2) 27, 811, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe einer früher beschriebenen Methode ist es möglich, die Zahl der Cs-Atome und -Ionen zu bestimmen, die vor 1 cm² Wolfram bei verschiedenen Temperaturen verdampfen, wenn das Wolfram in verschiedenem Grade mit Cs bedeckt ist. Die Ergebnisse werden als Kurven Verdampfungsgeschwindigkeit/bedeckter Bruchteil der Oberfläche aufgetragen. Eine typische Isotherme steigt beim Nullpunkt scharf an, erreicht bei 1 Proz. Bedeckung ein Maximum, nimmt dann exponential ab, bis 20 Proz. Bedeckung erreicht sind, und steigt dann wieder steil an. Der erste Anstieg und Abfall sind durch Ionen verursacht, die zweitens durch Atome. Die Kurven zeigen, daß, wenn mehr Cs adsorbiert ist, die Ionen weniger leicht, die Atome dagegen leichter verdampfen. Sie erklären 1., weshalb die Kurven positive Ionenemission/Temperatur einen steilen Anstieg bei einer

oberen kritischen Temperatur zeigen, bei welcher die Fadenoberfläche sich von selbst reinigt, und eine steile Abnahme bei einer kritischen niedrigeren Temperatur, 2. das Fehlen von Diskontinuitäten in der Elektronenemission bei gleichen Temperaturen, 3. weshalb der Faden sich bis auf zwei abweichende Beträge bedecken läßt, die durch eine trennende Kante voneinander geschieden sind, 4. weshalb diese Kante am Faden entlang wandert, 5. die Änderungen im Dampfdruck des Cs diese kritischen Kurven beeinflussen. GÜNTHERSCHULZE.

René Dubrisay. Recherches sur l'adsorption. C. R. 182, 1217—1219, 1926, Nr. 20. Die Hypothese, daß die Adsorption eines gelösten Körpers an der Trennungsfläche zweier Flüssigkeiten durch Zufügung eines die Löslichkeit des Körpers vermindernenden Mittels verzögert wird, wird in der Weise bestätigt, daß die von Benzin adsorbierte Seifenmenge für den Fall der Lösung in reinem Wasser und bei Zusatz von Kochsalz bestimmt wird. Für laurinsaures und glykokollsaures Natrium wird für das Verhältnis der adsorbierten Mengen mit 3,4 bzw. 3,3 gefunden. H. R. SCHULZ.

N. R. Dhar, K. C. Sen and S. Ghosh. Studies in Adsorption. Part VI. A New Interpretation of the Schulze-Hardy Law and the Importance of Adsorption in the Charge Reserval of Colloids. Journ. phys. chem. 28, 457—474, 1924, Nr. 5.

N. R. Dhar and S. Ghosh. Studies in adsorption. XIII. Schulze-Hardy law and adsorption. Journ. phys. chem. 30, 628—642, 1926, Nr. 5. SCHEEL.

L. Frank. Über Eigenschafts-Zusammensetzungskurven binärer Flüssigkeitsgemische. ZS. f. phys. Chem. 114, 257—274, 1925, Nr. 3/4. Durch eine Dimensionsbetrachtung, angewandt auf die van der Waalssche Zustandsgleichung, leitet der Verf. verschiedene Eigenschaften (Dampfdruck, Oberflächenspannung, Siedepunkt, Ausdehnungskoeffizient usw.) von binären Flüssigkeitsgemischen als Funktion des Molenbruches im Bereich von 0 bis 1 ab. Die Berechnung vieler solcher Kurven und der Vergleich mit den experimentellen Beobachtungen zeigt, daß man in zahlreichen Fällen ohne Annahme von Assoziation oder Verbindungsbildung auskommt, während man besonders bei Gemischen mit Wasser, sowie bei Benzol—Essigsäure, Chloroform—Äther und anderen findet, daß die Formeln versagen. Auf die einzelnen durchgerechneten Beispiele, die in 43 Tabellen enthalten sind, kann hier nicht eingegangen werden. es muß vielmehr auf die Originalarbeit verwiesen werden. ESTERMANN.

C. Moon and H. L. Curtis. Effect of amplitude on the frequency of a tuning fork. Phys. Rev. (2) 27, 818, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde eine Methode zur Präzisionsmessung von Stimmgabelfrequenzen durch Vergleich mit einem Pendel ausgearbeitet. Die Stimmgabelzinken trugen Blätter, in denen sich Schlitz befanden, durch welche Lichtblitze von der doppelten Stimmgabelfrequenz auf einen bewegten Film geworfen werden konnten, auf den auch das Pendel Zeichen abbildete. Es ließ sich eine Genauigkeit von 5 auf 100 000 erreichen. Es zeigte sich, daß bei den beiden untersuchten Stimmgabeln, die eine aus Stahl, die andere aus Elinvar von der Frequenz 100 beim freien Schwingen die Frequenz bei Abnahme der Amplitude annähernd linear zunahm, und zwar bei der Stahlstimmgabel 10 auf 100 000, bei der Elinvarstimmgabel 3 auf 100 000, wenn die Amplitude von 1 auf 0,25 mm abnahm. Wurden beide Stimmgabeln mit Hilfe von Elektronenröhren auf konstanter Amplitude gehalten, so ließ sich die Frequenz um 1 auf 100 000 durch Änderung des Verhältnisses im Röhrenkreis ändern. GÜNTHERSCHULZE.

Louis V. King. Characteristics of continuously tunable diaphragms. Journ. scient. instr. 3, 241—245, 1926, Nr. 8. Es wird ein Unterwasserschall-Empfänger beschrieben, bei dem die Membran durch Anwendung eines positiven oder negativen Druckes im Innern des Empfängergehäuses auf verschiedenen Frequenzen abstimmbar ist. Die Membran bestand aus nichtrostendem Stahl und hatte einen schwingungsfreien Durchmesser von 6,20 cm, eine 0,32 mm dicke, 1,50 cm breite Randzone und einen 4,32 mm dicken, starren Mittelteil von 3,20 cm Durchmesser. Die Randpartie war 7,5 mm breit und 6 mm dick. Unter einem Druck von 50 cm Quecksilber zeigte die Membranmitte eine Durchbiegung von etwa 0,37 mm. Ohne die Dehnungsgrenze zu überschreiten, war eine Variation der Eigenfrequenz von 485 bis 720 Schwingungen möglich, indem der Druck von 0 bis etwa ± 55 cm Quecksilber geändert wurde. Die Versuche wurden in Luft durchgeführt. Um die Abstimmungen im Wasser zu erhalten, sollen die Frequenzwerte durch 1,2 bis 1,3 dividiert werden. Es wurden Resonanzkurven bei den einzelnen Abstimmungsfrequenzen aufgenommen, indem die Membranen von außen elektromagnetisch erregt und die Stromwerte eines in der Membran sitzenden Mikrophons beobachtet wurden. Die Kurven sind sehr schwach gedämpft. Verf. hält diese Empfänger für zweckmäßig, wenn es sich darum handelt, Töne verschiedener Frequenz mit möglichst großer Empfindlichkeit störungsfrei aufzunehmen.

KUNZE.

L. E. Dodd. The adaptation of the phonelescope as a precision pitch indicator, and an application to vocal tones. Journ. Opt. Soc. Amer. 12, 119—129, 1926, Nr. 2. Durch einen Trichter wird gegen eine Spiegelmembran („Phoneleskop“) gesungen, der reflektierte schwingende Lichtstrahl fällt auf einen rotierenden Zylinder, der mit Punktreihen versehen ist. Diese werden, je nach dem Verhältnis der Ton- und Punktfrequenz, ruhend oder in der einen oder anderen Richtung bewegt gesehen, woraus sich auch geringe Änderungen der Tonhöhe sofort erkennen lassen. Ein konstant ausgehaltener Sington (Schwankungen ein bis zwei Schwingungen) wurde durch Druck (etwa 100 g) auf den Adamsapfel oder die Luftröhre vertieft, durch Druck auf den Ringknorpel erhöht (mindestens um drei Schwingungen, gelegentlich bis zu einem Ganzton).

V. HOENBOSTEL.

A. Loewy und H. Schroetter. Über den Energieaufwand bei musikalischer Betätigung. Naturwissensch. 14, 188—192, 1926, Nr. 10. An Sängern und Instrumentalisten wurde in Ruhe und während der Betätigung die Atmung untersucht. Gemessen wurden das O-Defizit der ausgeatmeten gegenüber der eingeatmeten Luft, die Atemvolumina pro Minute, Atemfrequenz und Atemtiefe. Der Energieverbrauch schwankt auch beim selben Instrument mit der Lautstärke, dem Tempo, den individuellen Körperbewegungen, psychischen Faktoren; der Schwankungsbereich ist am geringsten bei Bläsern, am größten bei Klavier und Kontrabaß. Der absolute Energieaufwand übertrifft den bei anderen Tätigkeiten oft beträchtlich: Lautes Sprechen erfordert mehr Energie als Handnähen, Maschinenschreiben, Schneidern, lautes Singen den Energieaufwand eines Herrenschusters oder einer Waschfrau. Dagegen bleibt selbst die maximale Steigerung des Sauerstoffverbrauchs beim Blasen (Trompete, Posaune) unter der des lauten Singens. Auch die Zunahme des Atemvolumens (1 Liter pro Minute) gegenüber der Ruhe ist beim Blasen gering, gelegentlich sogar negativ. Beides erklärt sich durch das lange Halten des Atems. Dieses und die Zirkulationsstörung durch die Zusammenpressung der Brustvenen infolge des hohen Druckes in der Lunge vermindert den Sauerstoff (und vermehrt die Kohlensäure) im Blute und macht gerade das Blasen (und lautes Sprechen und Singen) so anstrengend. Am stärksten

steigt der Sauerstoffverbrauch und das Atemvolumen (pro Minute) beim Schlagzeugspielen (Pauke, Trommel). An- und Abstieg zum und vom Maximum des Atemvolumens erfolgen sehr schnell. Beim Spielen von Streichinstrumenten, das im allgemeinen eine Mittelstellung einnimmt, wachsen O-Verbrauch und Atemvolumen mit der Größe des Instruments (Violine < Cello < Kontrabaß). Das maximale Atemvolumen bei lautem Singen beträgt soviel wie bei mittelschwerer Arbeit oder mittelschwerem Marsch. Auch die Pulsfrequenz wird beim Musizieren gesteigert.

V. HORNPOSTEL.

H. Held und F. Kleinknecht. Die Entspannung der Basilarmembran, ein Experiment zur Theorie des Gehörorgans. Leipziger Ber. 77, 137—140, 1925, Nr. 3. In Ausführung eines von Held zur Entscheidung zwischen der Helmholtzschen Resonanz- und der Ewaldschen Schallbildertheorieersonnenen Versuchs wurde an lebenden Meerschweinchen das Ligamentum spirale, an dem die Basilarmembran angeheftet ist, mit einem feinen Bohrer (0,1 mm) angebohrt, wobei weder Blut noch Entolympe austrat. Das erwartete Ergebnis, eine ganz lokale Entspannung der Basilarfasern, trat ein: die Tiere, die vor der Operation alle Stimmgabeltöne des untersuchten Bereichs mit dem Preyerschen Ohrmuschelreflex beantwortet hatten, wiesen nachher eine zirkumskripte Tonlücke (im besten Falle nur von einem Ganzton) auf. Diese verschwand nach Regeneration der bindegewebigen Anheftung, konnte dann durch Sondierung wieder hervorgerufen werden. Ein zweites Bohrloch ergab eine neue Tonlücke bei höheren Frequenzen, wenn es basalwärts, bei tieferen, wenn es apikalwärts vom ersten lag. Die nachträgliche histologische Untersuchung erwies den Ductus cochlearis und das Cortische Organ als unbeschädigt. Vergleich mit Schallschädigungsversuchen ergab ungefähr gleiche Lage des Degenerationsbezirks und des Bohrlochs, wenn der Schädigungston und die experimentelle Tonlücke im gleichen Frequenzgebiet lagen. Die Ergebnisse der außerordentlich eleganten Versuche sprechen zugunsten einer Resonanztheorie.

V. HORNPOSTEL.

C. W. van der Merwe. The use of a cathode-ray tube for the transmission of speech. Phys. Rev. (2) 27, 805, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1496.]

GÜNTHERSCHULZE.

H. Rudolph. Die größtmögliche Massendichte im Innern von Weltkörpern. S.-A. Astron. Nachr. 227, 381—388, 1926, Nr. 5447. Verf. hält die Dichte von über 50 000 beim Siriusbegleiter nicht für erwiesen, weil sie seiner hydrodynamischen Äthertheorie widerspricht und weil die Beobachtungstatsachen auch ohne eine solche, bisher bei keinem anderen Stern gefundene mittlere Dichte gedeutet werden können. Unter der Annahme, daß die Dichte im Innern eines Fixsternes mit der dritten Potenz und der Druck daselbst mit der vierten Potenz der absoluten Temperatur wächst, liefert die hydrodynamische Äthertheorie bei sehr einfacher Abhängigkeit der Temperatur vom Mittelpunkt-Abstand Werte für den Druck, die Dichte und Temperatur in der unteren Chromosphäre der Sonne, welche gut zu experimentell erreichbaren Daten dieser Größen passen. Dabei ergibt sich eine Formel für die Sonnenmasse, welche darauf hinausläuft, daß der Quotient aus Masse und Radius einer Sonne proportional zu ihrer Leuchtkraft ist. Die Genauigkeit, mit welcher aus dieser Beziehung der richtige Wert für die Masse unserer Sonne hervorgeht, ist ein besonderes Kennzeichen aller Formeln der hydrodynamischen Äthertheorie und bestätigt zugleich die vorausgesetzte Temperaturabhängigkeit. — Die größte Massendichte im Innern der Sonne kann hiernach nicht mehr als 100mal so groß sein wie diejenige im

Mittelpunkt der Erde, und die mittlere Dichte von Sonnen des Zwergtypus muß der vierten Potenz ihrer Obertlächentemperatur proportional sein. Die Annahmestellung der Riesen mit ihrer viel geringeren Dichte schreibt Verf. einer Aufblähung zu, welche dann eintritt, wenn die negative Elektrisierung, von der nach der hydrodynamischen Äthertheorie die Atomzermalmung infolge des Gravitationsdruckes im Kerne der Sonnen begleitet ist, bei zu großer Masse so überhand nimmt, daß nicht mehr nur die Atmosphäre oberhalb einer Sprungschicht von Dichte und Temperatur durch elektrische Abstoßung getragen wird, sondern eine Auflockerung des ganzen Fixsternes stattfindet. Nach Einstellung des hierdurch geänderten Druckgleichgewichts ist der Quotient aus Masse und Radius wiederum der Leuchtkraft proportional.

RUDOLPH.

Perry Byerly. The depth of focus of two recent earthquakes and the depth of the surface layer of the earth in California. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 1—9, 1926, Nr. 1. Die Seismogramme von zwei kalifornischen Beben zeigen an den herdnächsten Stationen die gleichen Einsätze wie Nahbeben in Europa, so daß auch in Kalifornien eine ähnliche Schichtung vorhanden sein muß. Es werden die Laufzeiten geprüft a) unter der Voraussetzung, daß die Dicke der obersten Schicht wie in Europa 57 km beträgt, b) daß sie entsprechend den Ergebnissen von Gutenberg aus Oberflächenwellen nur 50 km ist. Es zeigt sich, daß man in beiden Fällen die Herdlage und die Herdtiefe so annehmen kann, daß die beobachteten und berechneten Eintrittszeiten der einzelnen Wellen übereinstimmen. Beide Lösungen haben Vorzüge; der Verf. hält die Schichtdicke von 57 km für wahrscheinlicher, da dann das beobachtete und berechnete Azimut im Lick-Observatorium besser übereinstimmt; der Einfluß der obersten Erdschichten, der vom Verf. nicht berücksichtigt ist, dürfte übrigens größer sein als die Wirkung der Schichtdickendifferenz. Als wesentlichstes Ergebnis ist die Bestätigung zu betrachten, daß der Aufbau der obersten Schichten in Europa und Amerika nicht wesentlich verschieden ist. Die gefundenen Herdtiefen liegen zwischen 15 und 30 km.

GUTENBERG.

Perry Byerly and George D. Mitchell. Tables of earthquake waves reflected at a discontinuity at a depth of fifty kilometers. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 10—14, 1926, Nr. 1. Theoretische Laufzeittabellen für Nahbeben unter der Voraussetzung, daß die Dicke der obersten Schicht in Amerika nach den Ergebnissen von Gutenberg nur 50 km (gegenüber 57 km in Europa) beträgt.

GUTENBERG.

James B. Macelwane. Are important earthquakes ever caused by impact? Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 15—18, 1926, Nr. 1. Bei einem Felssturz bei Frank, Alberta, am 29. April 1903 war nach dem Verf. eine Energie von $1\frac{1}{2} \cdot 10^{22}$ Erg erzeugt worden, ohne daß von Seismometern irgend eine Registrierung geliefert worden wäre. Der Verf. hält daher die von Oldham u. a. verteidigte Ansicht, daß Bergstürze nur die Folge, nicht aber die Ursache von Erdbeben sein könnten, für wahrscheinlich, und wirft die Frage auf, ob es überhaupt Einsturzbeben gebe, d. h. Beben, die durch den plötzlichen Einsturz von Höhlen usw. in der Erdkruste erzeugt werden. Er vermutet, daß derartige Einstürze relativ langsam erfolgen.

GUTENBERG.

R. H. Tucker. Meridian circle latitudes in California. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 19—26, 1926, Nr. 1. Angaben über die Fehlerquellen bei astronomischen Breitenbestimmungen. Auf dem Lick-Observatorium ergab sich eine tägliche Periode mit einer doppelten Amplitude von 0,3'', in Washington

von 0,5". Die jährliche Änderung im Lick-Observatorium war von 1894 bis 1924 kleiner als $0,001 \pm 0,004''$. Das Mittel der Werte bis 1906 (großes kalifornisches Beben) ist um 0,03" größer als nachher. Der Unterschied liegt innerhalb der Beobachtungsfehler. Die Werte, die sich für Jahre mit starken Erdbeben ergeben, zeigen keinerlei Anomalien.

GUTENBERG.

Bailey Willis. Essais on earthquakes. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 27—40, 1926, Nr. 1. Überblick über Theorien über die Entstehung und Entwicklung der Erde und Zusammenhänge zwischen Erdbeben und Gebirgsbildung.

GUTENBERG.

Watson Davis. Science service and the location of earthquake epicenters. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 41—42, 1926, Nr. 1. Angabe der Stationen, welche sich am telegraphischen Erdbebenmeldedienst von Amerika beteiligen sowie über diesen selbst.

GUTENBERG.

Report of the advisory committee in seismology. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 45—60, 1926, Nr. 1. Bericht über: 1. Einrichtungen zur Bestimmung von Erdkrustenbewegungen. Die Rechnungen sind noch nicht abgeschlossen, doch stehen schon Verschiebungen bis zu einem Fuß in 14 Jahren fest. 2. Veröffentlichungen. 3. Entwicklung der Instrumente. Erfahrungen mit dem Torsionsseismometer von Anderson-Wood werden mitgeteilt. 4. Beobachtungsstationen. 5. Über die „Jesuit Seismological Association“ und deren Tätigkeit und über Untersuchungen von erdbebensicheren Gebäuden.

GUTENBERG.

Emmanuele Soler. Gravity work at the second meeting of the international geodetic and geophysical Union. Journ. Washington Acad. 16, 261—266, 1926, Nr. 10. Kurzer Überblick über die Tagung in Madrid; behandelt wurden vor allem die Beobachtungsfehler und die Geoidform.

GUTENBERG.

George R. Putnam. The equilibrium theory of the earth's crust. Journ. Washington Acad. 16, 285—291, 1926, Nr. 11. Der Verf. zeigt, daß seine 1895 veröffentlichte Methode der Schwerereduktion mit einfachen Mitteln eine gute Annäherung ergibt.

GUTENBERG.

Takeo Matsuzawa. Relative magnitude of the preliminary and the principal portions of earthquake motions. Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 17—19, 1926, Nr. 1. Der Verf. findet als Hauptergebnisse, deren Ableitung aber nicht mitgeteilt wird, 1. daß die Richtung der Bewegung in den dilatationalen Wellen in speziellen Fällen nicht in die Fortpflanzungsrichtung der Wellen zu allen braucht; 2. daß im allgemeinen das Amplitudenverhältnis der dilatationalen zur Scherungswelle gegeben ist durch $(\lambda + 2\mu) : \lambda$, wo λ und μ die Laméschen Konstanten sind, daß dieses Verhältnis in speziellen Fällen aber auch andere Werte annehmen und kleiner als 1 sein kann; 3. daß dieses Verhältnis von der Auslösung abhängen kann; 4. daß die Amplitude im allgemeinen umgekehrt proportional der Entfernung abnimmt, wobei Ausnahmen möglich sind; 5. die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Raumwellen hängen von verschiedenen Faktoren, unter anderem der Wellenperiode ab, nähern sich aber bei größerer Herddistanz den Wellengeschwindigkeiten der ebenen Longitudinal- und Transversalwellen.

GUTENBERG.

F. A. Tondorf. Seismology — A retrospect. Journ. Washington Acad. 16, 233—240, 1926, Nr. 9. Kurze historische Übersicht über die Entwicklung der Seismometer sowie einiger Theorien über Erdbeben.

GUTENBERG.

N. H. Heck. Outstanding problems in seismology. Journ. Washington Acad. 16, 240—244, 1926, Nr. 6. Als besonders wichtige Probleme, deren Lösung noch nicht oder nur teilweise geglückt ist, werden erwähnt: Feststellung der makroseismischen Intensität bei Erdbeben, Bau eines einfachen Vertikalseismometers mit starker Vergrößerung, weiteres Studium der Einsätze in den Diagrammen, insbesondere der Ursachen von reellen Abweichungen von den mittleren Laufzeiten, Bestimmung der Herdtiefe, Feststellung des Aufbaues der Erde und von Veränderungen der Erdkruste (insbesondere von Niveauänderungen) bei Erdbeben.

GUTENBERG

William Bowie. Earthquakes from the isostatic viewpoint. Journ. Washington Acad. 16, 245—250, 1926, Nr. 9. Der Verf. ist der Ansicht, daß Isostasiestörungen durch Erosion und Sedimentation in erster Linie die Ursache von Erdbeben sind. Weniger bedeutend sind die vulkanischen Beben. Andere Ursachen werden nicht erwähnt.

GUTENBERG

Arthur L. Day. Difficulties in the study of local earth movements. Journ. Washington Acad. 16, 250—254, 1926, Nr. 9. Das mikroseismische Studium der Nahbeben wird hauptsächlich durch die seismische Bodenunruhe sowie durch die Wirkung des Untergrundes erschwert, auf dem das Instrument steht. In Santa Barbara wurden z. B. in einer Straße bei einem Erdbeben Zerstörungen angerichtet, welche dem Grade IX oder X der Rossi-Forel-Skala entsprachen, während einige Häuserblöcke entfernt höchstens der Grad VI erreichte wurde.

GUTENBERG

P. G. Nutting. Pressures in planetary atmospheres. Journ. Washington Acad. 16, 254—258, 1926, Nr. 9. Bei der Beurteilung des Zeitpunktes, zu dem sich Meere auf einem Planeten, insbesondere auf der Erde bildeten, darf man nicht übersehen, daß der Druck in der Atmosphäre um so höher war, je höher deren Temperatur lag, so daß die Ozeane sich schon bei Temperaturen von weit über 100° zu bilden begannen. Die ersten Niederschläge erfolgten, sobald die kritische Temperatur erreicht wurde. Damals fiel etwa ein Siebentel des Wassers, wobei der kritische Druck erreicht wurde. Ähnliches gilt für andere Substanzen. Für die Erde findet der Verf. etwa: 1. Atmosphärentemperatur über 5000° keine Kristallisation; Druck 20 bis 30 Tonnen/Quadratzoll; in der Atmosphäre 90 Proz. Sauerstoff mit Wasserdampf; in den äußeren Schichten freier Wasserstoff, innen Metaldämpfe. 2. Bei 4800 bis 4600° Beginn der Krustenbildung. 3. Bis 3000° wenig Änderung. 4. 3000 bis 2000° starke Oxydation; Atmosphärendruck sinkt von 20 auf 3 Tonnen/Quadratzoll. 5. 2000 bis 400° Fortschritt der Krustenbildung, auch von Chloriden und Sulfiden. 6. Bei 374° schlägt ein Siebentel des Wassers auf die Erdkruste nieder; der Druck sinkt in der Atmosphäre von 3700 auf 3200 Pfund/Quadratzoll. 7. 374 bis 300° Periode der Wasserbildung, Lösung, Erosion chemischer Veränderungen; der Ozean empfängt etwa zwei Drittel seines jetzigen Wassers. Riesige Regenfälle gestalten die Erdkruste in kurzer Zeit um.

GUTENBERG

R. Swyngedauw. Sur la vitesse des brins mou et tendu d'une courroie. C. R. 182, 616—618, 1926, Nr. 10.

GÜNTHERSCHULZE

W. G. Brombacher. Compensation of altimeters and altigraphs for air temperature. Phys. Rev. (2) 27, 821, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht)

Die Höhen von Flugzeugen werden gewöhnlich durch einen Höhenmesser bestimmt, der aus einem Anroidbarometer besteht, das auf Grund einer willkürlichen Annahme über die Änderung der Temperatur mit der Höhe geeicht ist. Bei der für die Aeronautik nötigen Genauigkeit sollten Höhen durch gleichzeitige Messungen von Druck und Temperatur bestimmt werden. Es ist jedoch schwierig, das Temperaturglied der barometrischen Höhenformel in einem Instrument mechanisch zu berücksichtigen. Infolgedessen wird folgende neue Beziehung angegeben, die auf Beobachtungen der Temperatur der oberen Luftschichten in Amerika auf einer Breite von 40° im Sommer, Winter und Jahresmittel beruht: bis 10000 m

$$\frac{dP}{dT} = A_h \dots \dots \dots (1)$$

wo P der Druck und T die absolute Temperatur in der Höhe h und A_h eine Konstante für jede Höhe ist. Die Werte A_h geben Werte von K , die zwischen 0,0023 und 0,0038 liegen, wobei die für die Meßinstrumente wichtige Beziehung gilt:

$$\frac{A_h}{P_0 - P} = K \quad (P_0 = 760 \text{ mm Hg}) \dots \dots \dots (2)$$

Mit Hilfe dieser beiden Beziehungen lassen sich die Höhen durch Verwendung einer Lufttemperaturkompensation vom Instrument anzeigen. Statt dessen kann die Temperatur auch durch eine Einstellvorrichtung vor der Ablesung berücksichtigt werden. GÜNTHERSCHULZE.

W. Preston. The nature of the polishing operation. Trans. Opt. Soc. 7, 181—190, 1925/26, Nr. 3. Die beim Polieren auftretenden Vorgänge werden verschiedener Weise gedeutet. Als einen Grenzfall betrachtet man die rein mechanische Abtragung der Unebenheiten, als anderen die Ausgleichung der Niveauunterschiede durch einen Fließvorgang. Soweit der Prozeß des Schleifens Betracht kommt, sind die Erscheinungen im wesentlichen geklärt, doch über die wahre Natur der beim Polieren gebildeten glatten Schicht haben die Versuche noch keine Klarheit bringen können, gleichgültig, ob man den Unterschied des Erhaltens kristallinischer und amorpher Körper bezüglich der Fluoreszenz, Oberflächenspannung oder elektrostatisches Verhalten der durch mechanisches Polieren oder Erhitzung erhaltenen glatten Oberfläche (Feuerpolitur) oder schließlich die Untersuchung mit Hilfe von Röntgenstrahlen mit heranzieht. Klar zu sein scheint nur, daß eine gute Politur nur dann erzielt werden kann, wenn kein Fließen der Oberfläche, wie es beim heißen trockenen Tuchpolieren eintritt (Verschmieren oder Verbrennen, enamelling oder burning), stattfindet. Nach Ansicht des Verf. ist das Polieren ein dem Schleifen völlig analoger Vorgang, der nur dadurch komplizierter wird, daß die einzelnen Körnchen des Poliermittels nicht einzeln wirken, sondern sich in ihrer Wirkung gegenseitig beeinflussen.

H. R. SCHULZ.

Walter Schütz. Beiträge zur Frage der Tolerierung der Werkzeugregel. Diss. Techn. Hochschule Dresden, 1926, 40 S. [S. 1466.] BERNDT.

Harry Schmidt. Grundlagen der Theorie des Auftriebs von Flugzeugtragflächen. Ingenieur-Ztg. 17, 187—190, 1926, Nr. 9. Kurzgefaßtes Referat über die Theorie des Auftriebs eines geradlinig-gleichförmig durch die Luft hindurchbewegten Flugzeugtragflügels von überall gleichem Profil. HARRY SCHMIDT.

4. Aufbau der Materie.

N. H. Williams and H. B. Vincent. Measurement of electronic charge by shot effect in aperiodic circuits. Phys. Rev. (2) **27**, 810, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. bestimmen nach dem Vorgang von Schottky, Hull und Williams die Elektronenladung aus dem Schußeffekt nach einer verbesserten und vereinfachten Methode mit Hilfe eines fünfstufigen Verstärkers. Werte werden nicht mitgeteilt. GÜNTHERSCHULZ

Ernest O. Lawrence. Direct determination of the ratio of Planck's universal constant to the charge on the electron. Phys. Rev. (2) **27**, 809, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. gibt folgende mit Gewichte versehene Bestimmungen der Ionisierungsspannung des Hg-Dampfes:

Volt	Gewicht	Volt	Gewicht
10,46	8	10,36	5
10,32	4	10,40	4
10,42	10	10,44	4
10,37	10	10,39	10

Daraus berechnet sich als Mittelwert $10,399 \pm 0,007$ Volt. Hieraus folgt $h/e = (1,3735 \pm 0,0009) \cdot 10^{-17}$ und unter Verwendung von Millikans e -Bestimmung $h = (6,550 \pm 0,006) \cdot 10^{-27}$. GÜNTHERSCHULZ

Louis Vessot King. Gyromagnetic electrons and a classical theory of atomic structure and radiation. Phys. Rev. (2) **27**, 804, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine geladene, mit der Umdrehungsgeschwindigkeit ω rotierende Kugel wird durch die Translationsgeschwindigkeit v zu einem Rotationsellipsoid deformiert und erlangt infolgedessen gyrostatistische Eigenschaften, sowie Präzessionsbewegungen in Frage kommen. Die elektromagnetischen Trägheitskoeffizienten A , B , C lassen sich durch Integrieren der magnetischen Energie über den Raum innerhalb und außerhalb des Ellipsoids exakt bestimmen, wobei die Deformation des Ellipsoids als physikalisch reell angesehen wird. Es wird gezeigt, daß die Frequenz ν der Präzessionsbewegung durch

$$2\pi\nu = \Omega_1(C - A)/C = \Omega_1(c_1 - a_1)\beta^2(1 + b_1\beta^2 + b_2\beta^4 + \dots) \dots (1)$$

gegeben ist. Daraus folgt für mäßige Geschwindigkeiten die Formel

$$h\nu = \frac{1}{2}m_0v^2 \dots \dots \dots (2)$$

wobei $m_0 = \frac{2}{3}e^2/a$ und $\beta = \frac{v}{c}$ ist. Wenn man bedenkt, daß ein solches Elektron

die Eigenschaften eines kleinen Magnets besitzt und infolgedessen elektromagnetische Strahlung abstrahlen kann, so ist die Gl. (2) die wohlbekannte photoelektrische Gleichung, während h eine Fundamentalkonstante eines rotierenden Elektrons wird, die durch die Beziehung

$$h\Omega_1 = \pi c^2 m_0/c_1 - a_1 \dots \dots \dots (3)$$

mit der Rotationsgeschwindigkeit verknüpft wird, wobei $(c_1 - a_1)$ eine numerische Konstante, und zwar in dem betrachteten einfachen Modell gleich $\frac{2}{5}$ ist. Da das rotierende deformierte Elektron, das zu der Gl. (2) führt, gibt anscheinend in der klassischen Mechanik und Elektrodynamik den Schlüssel zu den Strahlungs-

problemen und in der entsprechenden Theorie der Atombahnen die Hauptserienformeln, sowie auch die Feinstruktur der Spektrallinien, die Zeeman- und Stark-Effekte.

GÜNTHERSCHULZE.

Gregor Wentzel. Eine Schwierigkeit für die Theorie des Kreisellektrons. ZS. f. Phys. **37**, 911—914, 1926, Nr. 12. Durch Berücksichtigung der elektrischen Ladungsverteilung im Atom (Schalenstruktur) in der neuen Theorie der Röntgendoublets (Goudsmit u. a.) erhält man Doublettformeln mit „Abschirmungszahlen“. Eine vorläufige Abschätzung derselben mit Hilfe der klassischen Mechanik liefert aber viel zu große Werte.

WENTZEL.

Mattauch. Zur Frage nach der Existenz von Subelektronen. ZS. f. Phys. **37**, 803—815, 1926, Nr. 10/11. Bei der Ehrenhaft-Millikanschen Methode der Ladungsbestimmung kleiner Teilchen gelangt direkt (durch Messung der Fallgeschwindigkeit v und der Steiggeschwindigkeit v_s im elektrischen Felde \mathcal{E}) das Produkt aus Ladung $e \times$ Beweglichkeit B der Partikeln zur Beobachtung:

$$B = \frac{v + v_s}{\mathcal{E}} = u. \quad \text{Durch Beobachtung eines und desselben Teilchens bei}$$

verschiedenen Gasdrucken (mittleren freien Weglängen l) wird für jedes Teilchen eine $u - l$ -Kurve experimentell aufgenommen. Diese Kurven bilden nun, gleichgültig, welchem Material die Partikeln entstammen und welche Größe sie haben, eine regelmäßige (eiparametrische) Kurvenschar, wenn die Teilchen jeweils auf die kleinstmögliche Ladung umgeladen wurden. Da nach Experimenten Ehrenhafts und Millikans die Beweglichkeit von der Ladung unabhängig ist, wird daraus geschlossen, daß 1. für alle Teilchen die Ladung die gleiche (die des Elektrons), 2. die funktionelle Abhängigkeit der Beweglichkeit von der mittleren freien Weglänge und dem Radius des Teilchens (oder die Konstanten des Widerstandsgesetzes) für alle Partikeln (wenigstens sehr nahe) dieselbe sei. Erst das Auftreten von Teilchen, deren $u - l$ -Kurven diese Schar unter einem steileren Winkel schneiden, könnte für das Vorhandensein von Subelektronen sprechen; solche konnten jedoch, trotzdem viele der Partikeln unter den gewöhnlichen Voraussetzungen Subelektronen ergeben würden, nicht gefunden werden. SCHEEL.

Ehrenhaft. Bemerkungen zu Herrn Mattauchs Arbeit zur Frage nach der Existenz von Subelektronen. ZS. f. Phys. **37**, 816—819, 1926, Nr. 10/11. Mattauch zieht zur Diskussion der Ehrenhaft-Millikanschen Methode der Ladungsbestimmung kleiner Teilchen die Kurvenschar

$$u = e B(a, l) = \frac{v_f + v_s}{E}$$

heran. Die von ihm gezogenen Schlußfolgerungen sind unrichtig: 1. Weil diese Kurvenschar keine eindeutig eiparametrische ist. Würde er seine gesamten Messungen zur Diskussion heranziehen, so ergeben sich Durchkreuzungen der Kurven. 2. Weil die angeblichen Grenzen der Genauigkeit des Maßstabes von 10 Proz. viel zu niedrig angegeben sind; es gibt Abweichungen in den Ladungen von 100 Proz., also bis zur Hälfte des Elementarquantums. 3. Weil Mattauch übersah, daß durch die Versuche wohl nachgewiesen ist, daß die Beweglichkeit von unabhängig ist, ob der Probekörper geladen ist oder nicht; dagegen ist durch die Versuche nicht ausgeschlossen, daß die Ladung von der Beweglichkeit (Kapazität, Radius) abhängig ist. Darin liegt aber der Kernpunkt des Problems, daß kleinere Ladungen als das Elementarquantum vorwiegend an Probekörpern einer Kapazität (unter $3 \cdot 10^{-5}$ cm) vorkommen. 4. Weil die Teilung der Ladung

nach sogenannten kleinsten Ladungen, insbesondere an den Metallen, eine vollkommen willkürliche ist, schließlich 5. Weil das von ihm gemessene Material nur auszugsweise verwendet wurde, so daß die Sachlage damit nicht geklärt worden ist.

SCHEER

F. Ehrenhaft und E. Wasser. Größen-, Gewichts- und Ladungsbestimmung submikroskopischer einzelner Kugeln der Radiengrößen: $4 \cdot 10^{-5}$ cm bis $5 \cdot 10^{-6}$ cm. ZS. f. Phys. **37**, 820—843, 1926, Nr. 10/11. Die bekannte Methode zur experimentellen Ermittlung des Fallgesetzes kleiner Teilchen durch Messung der Fallgeschwindigkeit bei verschiedenen Drucken wird auf Flüssigkeitsteilchen angewendet, welche aus sogenannter Thoulet'scher Lösung bestehen (nahezu gesättigte Lösung von Kaliumquecksilberjodid $K_4Hg_2J_4$ vom spezifischen Gewicht 3,012). Solche Tröpfchen verdampfen zunächst etwas und bekommen dann eine konstante Masse, die sich auch bei Evakuieren nicht ändert. Die Fallgeschwindigkeit v als Funktion der freien Weglänge l ist für jedes Teilchen eine Gerade, die Geraden für verschiedene Teilchen schneiden sich nicht, d. h. die verschiedenen Teilchen unterscheiden sich nur durch ihre Masse, nicht durch ihre Dichte. Die Funktion

$$\frac{v}{v_0} = f\left(\frac{l}{a}\right)$$

(v_0 = extrapolierte Geschwindigkeit für $l = 0$; a = Teilchenradius) ist für alle Teilchen dieselbe, in erster Annäherung durch

$$\frac{v}{v_0} = 1 + A \frac{l}{a} \quad (A = 1,04),$$

genauer durch

$$\frac{v}{v_0} = 1 + \frac{l}{a} \left(A + D e^{-c \frac{a}{l}} \right)$$

darstellbar. Die Radien (in 10^{-5} cm) und Ladungen (in 10^{-10} stat. Einh.) sind

a . . .	1,962	2,176	2,470	3,574	3,650	3,789	4,212
e . . .	4,344	3,750	3,821	5,117	4,880	22,820	10,264
						($= 5 \times 4,56$)	($= 2 \times 5,13$)

Verff. legen großen Wert auf die Feststellung, daß 21 Proz. Unterschreitung des Millikanschen Wertes zweimal vorkommt. Teilchen aus mit Bariumquecksilbersulfat $BaHgJ_4$ gesättigten Tröpfchen zeigen das gleiche Verhalten, desgleichen Selenteilchen; hier schwanken die Ladungswerte zwischen $2,80 \cdot 10^{-10}$ und $4,70 \cdot 10^{-10}$ stat. Einheiten. Hierdurch halten Verff. ihre Ansicht, daß es kein Elementarquantum gibt, erneut für bewiesen. — Im zweiten Teil wird eine Bestimmung des Widerstandsgesetzes für kleine Goldteilchen ausgeführt, welche „anscheinend“ für kolloidale Probekörper der Größe 5 bis $7 \cdot 10^{-6}$ cm anders lautet als für Flüssigkeitströpfchen von der Größe 10^{-5} cm; A ist nämlich nur etwa 0,2 bis 0,3; man kann auch aus dem Ergebnis folgern, daß die Dichte der Goldteilchen nur 1 bis 1,7 ist, und die Radien entsprechend größer ($\sim 2 \cdot 10^{-5}$). — Im dritten Teil wird das Photographieren von Selen- und Goldteilchen mit ultravioletttem Lichte beschrieben, das Prof. A. Köhler in Jena ausgearbeitet und ausgeführt hat: die Photographien geben Kugelgestalt der Teilchen. — Im vierten Teil werden vorläufige Versuche beschrieben über die Einwirkung eines inhomogenen Magnetfeldes auf die ultramikroskopischen Teilchen, wodurch eine neue Methode zur Bestimmung des Volumens der Teilchen ermöglicht wird.

GERLACH

Felix Ehrenhaft and Emanuel Wasser. Determination of the Size and Weight of Single Submicroscopic Spheres of the Order of Magni

ude $r = 4 \cdot 10^{-5}$ cm to $5 \cdot 10^{-6}$ cm, as well as the Production of Real Images of Submicroscopic Particles by means of Ultraviolet Light. Phil. Mag. (7) 2, 30—51, 1926, Nr. 7. Inhalt wie vorstehendes Referat. GERLACH.

Carlos del Fresno. Eine Beziehung zwischen Atomvolumen und Ordnungszahl. ZS. f. anorg. Chem. 152, 25—34, 1926, Nr. 1. Innerhalb derselben Gruppe des periodischen Systems sind bei gleichen Ordnungszahldifferenzen die Atomvolumendifferenzen zwischen den aufeinanderfolgenden Gliedern für die höheren Glieder größer. Bei Ungleichheit der Ordnungszahldifferenz entspricht der größeren Ordnungszahl die kleinere Atomvolumendifferenz und umgekehrt. Diese Beziehungen gelten für alle Gruppen von Elementen fast ohne Ausnahme. KAUFFMANN.

I. Sirk. Zur Frage der atomaren Schwingungsfrequenzen. ZS. f. Phys. 37, 926, 1926, Nr. 12. Siehe diese Ber. 6, 1573, 1925; 7, 1047, 1926. Auf eine Bemerkung von Rawlins, betreffend die Wichtigkeit der Anwendung des vom Verf. gegebenen Kriteriums für die Gültigkeit von Grüneisens Vorstellungen bei niedrig schmelzenden Elementen, bespricht Verf. die dazu noch fehlenden Experimentaldaten. H. SIRK.

G. Kirsch. Über die Zusammenstöße von α -Teilchen mit Atomkernen. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 33, 1926, Nr. 2. Rutherfords Theorie der elastischen Kernstöße, sowie die experimentellen und theoretischen Untersuchungen der Abweichungen von derselben werden besprochen. Während die Untersuchungen über die Zahl der unter bestimmten Bedingungen reflektierten α -Teilchen Auskunft über die Coulombsche oder nicht Coulombsche Gestalt des Kraftfeldes in nächster Nähe des Atomkerns versprechen, stehen Untersuchungen über den elastischen oder nicht elastischen Verlauf der Kernstöße im Vordergrund des Interesses vom Standpunkt der Atomzertrümmerung aus. Besonders der Fall der Aufnahme des stoßenden α -Teilchens in den Kern und seine Folgen werden diskutiert. SCHEEL.

Albert C. Crehore. The Forces of Chemical Affinity. A Study of Crystal Structure in the Light of the New Atomic Models. Phil. Mag. (7) 1, 786—827, 1926, Nr. 4. Eine Annahme über den Aufbau des Kohlenstoffatoms und nicht referierbare Rechnungen über Kräfte im Kristallgitter des Kohlenstoffs und Wasserstoffs. KAUFFMANN.

B. B. Lindsay. The carbon atom model and the structure of the diamond. Phys. Rev. (2) 27, 798, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. berechnet die $2p$ -Bahnen im neutralen Kohlenstoffatom angenähert, indem er die Annahme einführt, daß die vier Bahnebenen eine tetraedrische Symmetrie besitzen. Dann werden die Atome im Diamantgitter angeordnet und das auf jedes Elektron wirkende Feld als Funktion des Kernabstandes unter den Annahmen berechnet, daß 1. die Bahnebene des Elektrons in einer gewissen Weise symmetrisch zu den Verbindungslinien zwischen seinem Kern und den benachbarten Kernen angeordnet ist; 2. daß in erster Annäherung nur die vier nächsten Atome wirksam sind; 3. daß die Wirkung der Elektronen der benachbarten Atome von einer zeitlichen Verteilung ihrer Ladung auf ihre Bahnebenen herrührt, ohne, wie es frühere Forscher getan haben, bestimmte Phasenbeziehungen angenommen werden. Hiermit wird ein Näherungsausdruck für die Vergrößerung der Energie der Elektronenbahn durch die benachbarten Atome entwickelt und die Berechnung der Gitterenergie pro Elektron für verschiedene Werte der Gitter-

konstante a ausgeführt. Der Gleichgewichtswert von a ergibt sich zu 1,10 bis 1,60 Å (dem letzteren Werte näher). Die Sublimationswärme für $a = 1,50$ Å wird zu 161 cal/Mol ermittelt. Experimentell ist für diese Größen $a = 1,54$ Å und $Y = 168$ bis 177 cal/Mol gefunden.

GÜNTHERSCHULZE

K. R. Ramanathan. The Structure of Molecules in Relation to the Optical Anisotropy. Part II. Benzene and Cyclohexane. Proc. Roy. Soc. London (A) 110, 123—133, 1926, Nr. 753. Die unvollständige Polarisierung des in einem Gase zerstreuten Lichtes zeigt eine optische Anisotropie an. Dies führt der Verf. auf den gegenseitigen Einfluß der Dipole zurück, die durch das elektrische Feld des einfallenden Lichtes in den Atomen induziert werden. Er rechnet diese Annahme für Benzol durch und erhält befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung, wenn er dem Benzolring keine ebene (Graphit-) sondern diamantartige Struktur zuschreibt. Auch für Cyclohexan stimmt die Rechnung. Die Apparatur wird kurz beschrieben.

JENGH

Arthur A. Blanchard. The valence of nitrogen and hydrogen. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1195—1198, 1926, Nr. 5. Der Stickstoff kann acht und der Wasserstoff zwei Elektronen in der Valenzschale enthalten, während der Phosphor mehr als acht haben kann. Definiert man die nichtpolare Valenz als die Anzahl von Elektronenpaaren, welche gemeinsam mit anderen Atomen sind, so kann der Stickstoff im Maximum vier nichtpolare Valenzen aufweisen. Die polare Valenz beträgt plus fünf, wenn man sie als die Ladung des Stickstoffkerns definiert, oder minus drei, wenn man sie als die Ladung des Stickstoffatoms definiert und die acht Schalenelektronen als einen Teil des Atoms betrachtet. Die Wasserstoffbindung besteht aus einem Wasserstoffatom, das in seiner Valenzschicht ein Elektron der Valenzschicht von jedem der beiden zusammengeketteten Atome enthält.

KAUFFMANN

L. C. Jackson. Atomic Structure and the Magnetic Properties of Coordination Compounds. Phil. Mag. (7) 2, 86—96, 1926, Nr. 7. Verf. diskutiert die von verschiedenen Autoren versuchte Konstruktion der Besetzung der äußeren Elektronenschalen der paramagnetischen Ionen der Elemente Chrom bis Kupfer, ausgehend von der Tatsache, daß die Ionen in einfachen Salzen andere Magnetonzahlen haben als in Komplexsalzen, daß sogar die Komplexsalze stark paramagnetischer Ionen diamagnetisch sein können, daß ferner die Ferrokomplexsalze dia-, die Ferrikomplexsalze paramagnetisch sind. Hieraus wird auf verschiedenen Ionenbau geschlossen, je nach der Art der Verbindung. Es wird ferner darauf hingewiesen, daß die Frage, wie die Hydratation bzw. Kristallwasser die Magnetonzahl des Metallions beeinflusst, möglicherweise durch Annahme von Komplexverbindungen mit H_2O (statt Annahme von Hydratation) gelöst werden kann.

GERLACH

Georg Joos. Zur Frage nach der Natur der chemischen Bindung und der Bau von $SiCl_4$. Phys. ZS. 26, 734—737, 1925, Nr. 21. Nachdem durch die Analyse des Bogen- und der Funkenspektren von Si die Ionisierungsspannungen bis zur vierten bekannt sind, läßt sich die Bildungswärme des $SiCl_4$ unter folgenden Annahmen berechnen: Heteropolare Molekel mit tetraedrisch um das Si^{++++} -Ion angeordneten Cl^- -Ionen; Abstoßungspotential dieser Ionen gleich dem aus den Kristallgittern ermittelten, Deformierbarkeit gleich Mittel aus der des freien Cl^- -Ions und der des fertig im $SiCl_4$ gebundenen Ions, Orientierung der Elektronen umhüllen der Cl^- -Ionen wie in den Kristallgittern so, daß maximale Abstoßung

rauskommt. So ergibt sich, daß beim Zusammentritt der Ionen eine Energie von 2847 cal/Mol frei wird, während aus thermochemischen Daten der Wert 3011 cal folgt. In Anbetracht der zum Teil unsicheren experimentellen Daten wird diese Übereinstimmung als befriedigend angesehen, so daß auch in diesem Falle das Bild einer heteropolaren Molekel — allerdings mit weitgehender Demonstration der Elektronenhüllen — den Sachverhalt einigermaßen richtig wieder-
bt. Joos.

Nenning. Quantenmäßiger Aufbau der Elemente bis Fluor und deren dynamischer Felder. Mit 12 Zeichnungsblättern, 32 S. München, Druck von Carl Aug. Seyfried u. Comp. (Carl Schnell u. Söhne), 1926. In der vorliegenden Broschüre entwickelt der Verf. eine „Wirbeltheorie“ des Atom-
aufbaues. Danach sind die Atome aus Wirbelringeinheiten aufgebaut, und zwar besteht das Element nach einem besonderen Prinzip. Die „ebene“ Verkettung beginnt mit Lithium, die „räumliche“ beim Bor. — Inhalt: Vorwort. Hauptteil: I. Die Form gebenden Wirbelfelder der Atome von Wasserstoff bis Fluor. 1. Wasserstoff. — Das Atomgewicht als Funktion der Systemquantigkeit des Atoms. — Helium. Die Affinität als Funktion der Formverwandtschaft von Atomen. — Kohlenstoff. Die chemische Valenz als Funktion der Atomform. Gesetz der konstanten Proportionen. Vergleichende Tabelle der Atomwirbelfelder der ersten Elementenreihe. — 4. Lithium. — 5. Beryllium. — 6. Bor. — 7. Stickstoff. — Sauerstoff. Gesetz der multiplen Proportionen. Wasser und Eis. Gesetz der bestimmten Volumenverhältnisse. Wesen der Verbindungen und Bindungen. — Fluor. — II. Dynamische Felder (= Schwingungen) elektrisch erregter Elemente: 1. Leuchtender Wasserstoff. Geometrie seines dynamischen Feldes. Allgemeines über den gewöhnlichen Gaszustand und andere Aggregatzustände. Dynamische Gesetze. — 2. Leuchtendes Helium. — 3. Lithium und Beryllium. — Kohlenstoff und Leuchtgas. — 5. Stickstoff und Sauerstoff. — 6. Wasser und Eis. — Schluß. ESTERMANN.

Henri Gleditsch, Dorenfeldt Holtan et O. W. Berg. Determination du poids atomique du mélange isotopique de plomb de la Clévéite. *Ann. Chim. Phys.* (Aust-Agder, Norvège). Journ. chim. phys. **22**, 253—263, 1925, Nr. 4. Die Verf. bestimmten das Atomgewicht von Uranblei aus Cleveit durch Überführung des Bleichlorids in Sulfat und fanden dafür einen Wert von 206,17, wenn das Atomgewicht des gewöhnlichen Bleies zu 207,18 und Cl = 35,46, S = 32,06 und O = 16,00 angenommen werden. Außerdem wurde die Atomgewichtsbestimmung mit gleichem Ergebnis auf einem indirekten Wege ausgeführt, indem die Dichte einer gesättigten Lösung von gewöhnlichem Bleinitrat mit einer solchen von aus Cleveit hergestelltem Bleinitrat verglichen wurde. Da die Löslichkeit der Isotopen gleich ist, läßt sich hieraus der Unterschied ihres Atomgewichts zu 1,01 berechnen. ESTERMANN.

John B. Taylor. Magnetic moments of the alkali metal atoms. *Phys. Rev.* (2) **27**, 817, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die früher über Na mitgeteilten Ergebnisse wurden bestätigt. Sie zeigen, daß das neutrale Na-Atom ein Moment besitzt, das einem Bohrschen Magneton nahezu gleich ist. Das Gleiche gilt für K. Die Ablenkung oder Aufspaltung der Atomstrahlen von Na und K sollen sich umgekehrt wie ihre Verdampfungstemperaturen verhalten. Es wurden deutliche Bilder der aufgespaltenen Strahlen erhalten. GÜNTHERSCHULZE.

A. Ahmad. Absorption of Hard γ -Rays by Elements. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **105**, 507—519, 1924, Nr. 733. [S. 1554.] KOHLRAUSCH.

E. Raymond Riegel and **Melvin C. Reinhard**. Ultraviolet absorption of a series of eight organic substances of the gamma-pyridone type in water solution. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **48**, 1334—1345, 1926, Nr. 1 [S. 1567.]

W. R. Orndorff, **R. C. Gibbs** and **C. V. Shapiro**. The absorption spectra of resorcinolbenzein. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **48**, 1327—1333, 1926, Nr. 1 [S. 1566.]

J. Lifschitz. Untersuchungen über Rotationsdispersion. II. *ZS. phys. Chem.* **114**, 485—499, 1925, Nr. 5/6. [S. 1538.] KAUFFMANN

George Kistiakowsky. The ionization potentials of hydrogen and nitrogen on an iron catalyst. *Phys. Rev.* (2) **27**, 808, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1515.]

C. W. Jarvis. Resonance and ionization potentials in mercury vapor. *Phys. Rev.* (2) **27**, 808, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1514.] GÜNTHERSCHULZ

B. Cabrera. Le magnétisme et la structure de l'atome et de la molécule. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **6**, 241—258, 273—286, 1925, Nr. 8 u. 9. [S. 1467.] GERLACH

F. M. Jaeger. On crystalforms of Derivatives of Ethoxy- and Trimethyl-Benzophenone. *Proc. Amsterdam* **29**, 410—416, 1926, Nr. 3.

F. M. Jaeger. The Crystalforms of Some Organic Nitrogen-compounds. *Proc. Amsterdam* **29**, 417—430, 1926, Nr. 3.

A. et O. Šubnikov. La méthode statistique dans l'étude des formes cristallines. *Bull. Acad. des Sciences Leningrad* (6) 1926, S. 363—384. Nr. 57 (Russisch.) SCHERER

Wheeler P. Davey. The crystal structure of zirconium oxide. *Phys. Rev.* (2) **27**, 798, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) ZrO_2 scheint in verschiedenen Formen zu kristallisieren. Eine Analyse von Debye-Scherrer-Diagrammen ergab, daß ZrO_2 ein flächenzentriertes kubisches Gitter mit $a = 5,098$ Å bilden kann. Ferner findet sich ein Gitter, das dem kubischen Diamantgitter gleicht, wobei Zr^{4+} und $2 O^{2-}$ im Gitter angeordnet sind, wie Ca^{2+} und $2 F^{-}$ in CaF_2 . Bei der zweiten Type der Diagramme bildet ZrO_2 ein dicht gepacktes dreieckiges Gitter mit $a = 3,598$ und $c = 1,633$. Diese Struktur ist dem flächenzentrierten Kubus nahe verwandt. Beide Anordnungen geben eine Dichte von 6,13, während Nordenskiöld 1860 den Wert 5,75 angab. GÜNTHERSCHULZ

F. C. Blake and **A. E. Focke**. Nickel-chromium solid solutions. *Phys. Rev.* (2) **27**, 798, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde eine vollständige Reihe von Nickel-Chrom-Legierungen mit Debye-Scherrer-Diagrammen untersucht und die Größe der Verzerrung des Nickelgitters durch Chrom und des Chromgitters durch Nickel bestimmt. GÜNTHERSCHULZ

S. Chapman, **J. Topping** and **J. Morrall**. On the electrostatic potential energy, and the rhombohedral angle, of carbonate and nitrate crystals of the calcite type. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **111**, 25—51, 1926, Nr. 757. Die elektrostatische potentielle Energie von Ionengittern vom Calcittypus wird nach dem Verfahren von W. L. Bragg und S. Chapman berechnet.

rechnet, und die Rechenweise auf Ionengitter von derselben geometrischen Form, aber mit verschiedenen Ionenladungen z. B. auf Natriumnitrat übertragen. Man kann auf diesem Wege die Rhomboederwinkel theoretisch errechnen oder umgekehrt aus den beobachteten Winkeln den Abstand zwischen den elektrostatischen Zentren der Sauerstoffionen in den Gruppen CO_3 und NO_3 ermitteln. Für die Durchführung der Rechnung wird angenommen, daß die Repulsivkräfte zwischen anderen als unmittelbar aneinanderhängenden Ionen zu vernachlässigen seien, daß jedes Sauerstoffion zwei äquidistante Calcium- oder Natriumionen berühre und daß jedes Calcium- oder Natriumion in Kontakt mit sechs äquidistanten Sauerstoffionen stehe.

KAUFFMANN.

Bertram E. Warren. An electron lattice theory of metals. Phys. Rev. (2) 27, 797—798, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Metallkristalle sind aus positiven Ionen und Elektronen aufgebaut, wobei beide sich in einem bestimmten Raumgitter anordnen. Das Gitter muß ein Minimum an potentieller Energie haben und hängt deshalb von der Zahl der Valenzelektronen ab, die von jedem Atom abgegeben werden. Es wird als heuristisches Prinzip angenommen, daß Atome mit ein oder zwei Valenzelektronen diese abgeben, während Atome mit mehr als zwei nur die über zwei hinausgehenden verlieren. Dann sollten die Metalle der Gruppen I und III ein vollständiges Gitter der Steinsalztpe bilden, wobei das Gitter der positiven Ionen ein flächenzentriertes kubisches Gitter ist. Eine Ausnahme bilden die Alkalien, bei denen das Gitter der positiven Ionen als flächenzentriertes tetragonales Gitter angesehen werden muß. Das Ionengitter der Metalle der Gruppen II und IV sollte entweder ein flächenzentriertes kubisches oder ein hexagonales dichtester Packung sein. Die Gruppen V und VI sollten raumzentrierte kubische Gitter besitzen. Das Gitter eines Metalles der Gruppe VII sollte ziemlich verwickelt sein. Diese Voraussetzungen sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Röntgenuntersuchungen. Physikalische Eigenschaften, wie gute Dehnbarkeit und Leitfähigkeit der flächenzentrierten Metalle und die hohen Schmelzpunkte der raumzentrierten, lassen sich voraussehen. Die Metalle der Gruppe VIII wurden nicht in die Betrachtungen einbezogen.

GÜNTHERSCHULZE.

Boris Ilin. Adsorption Forces and their Electrical Nature. Phil. Mag. (6) 48, 193—200, 1924, Nr. 283. Ausgehend von der Vorstellung, daß die Adsorptionskräfte elektrischer Natur sind, leitet der Verf. eine von ihm an experimentellen Daten erprobte komplizierte mathematische Beziehung zwischen der Adsorptionskapazität einer Oberfläche und der Dielektrizitätskonstanten des adsorbierten Gases ab. Die Adsorptionswärme ist als die Differenz zwischen der äußeren Energie des Adsorptionsfeldes im Vakuum und im gegebenen Gase aufzufassen. Zwischen dem Logarithmus der Adsorptionskapazität, der Adsorptionswärme, dem Quotienten $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon}$ (ϵ bedeutet die Dielektrizitätskonstante)

und der van der Waalsschen Attraktionskonstanten besteht ein bestimmter Parallelismus.

KAUFFMANN.

F. Sauerwald und E. Widawski. Über die Dichte und Ausdehnung des weißen und grauen Roheisens im flüssigen und festen Zustande. (Dichtemessungen bei hohen Temperaturen. VIII.) ZS. f. anorg. Chem. 155, 1—12, 1926, Nr. 1/2. Das weiße Roheisen weist bei hohen Temperaturen im festen Zustande durchaus normale, im Sinne bekannter Gefügeänderungen verlaufende Volumengestaltung auf, ebenso beim Übergang in den flüssigen

Zustand; die früher bei grauem Gußeisen bei langsamer Erwärmung zwischen 900 und 1000° festgestellte Kontraktion wurde dilatometrisch bestätigt, dabei war es möglich, als dieser Kontraktion voraufgehend und von ihr getrennt die der Perlitauflösung zugehörige dilatometrisch zu ermitteln. Das bis auf etwa 1 Proz. gleiche spezifische Volumen des geschmolzenen weißen und grauen Eisens und ein sehr nahe gleicher Ausdehnungskoeffizient wurde erneut festgestellt. Die Bedingtheit der Kontraktion des festen grauen Eisens durch Graphitauflösung wurde somit sichergestellt, ebenso die früheren Schlüsse über die Bildung von Zementit beim Schmelzen des grauen Eisens. Eine Änderung des Volumens flüssigen Eisens bei konstanter Temperatur konnte wiederum nicht gefunden werden.

SCHERER

A. F. O. Germann and D. M. Birosel. The phosgeno-aluminates of sodium, strontium and barium. Journ. phys. chem. 29, 1469—1476, 1925, Nr. 11. Die Verf. bereiten Doppelsalze von AlCl_3 mit den Chloriden der Erdalkalimetalle und des Natriums, indem sie die Salzpäare in Phosgen gelöst zur Reaktion bringen, vom Ungelösten abgießen und das Lösungsmittel abdestillieren. Sie erhalten

Salz	BaAl_2Cl_8	SrAl_2Cl_8	CaAl_2Cl_8	NaAlCl_4
Schmelzpunkt °C	295	325	280	155,5

Von den Systemen Doppelsalz— COCl_2 werden die Dampfdruckisothermen bei 25° C aufgenommen. (Für das Ca-Salz nicht.) Gefunden werden die Solvate

Formel	Dampfdruck in mm Hg	Formel	Dampfdruck in mm Hg
$3 \text{ BaAl}_2\text{Cl}_8 \cdot 8 \text{ COCl}_2$	625	$5 \text{ SrAl}_2\text{Cl}_8 \cdot 9 \text{ COCl}_2$	950
$\text{BaAl}_2\text{Cl}_8 \cdot \text{COCl}_2$	290	$\text{SrAl}_2\text{Cl}_8 \cdot \text{COCl}_2$	175

NaAlCl_4 bildet bei 25° C kein Solvat.

JENGE

W. H. Keesom. L'hélium solidifié. C. R. 183, 26—27, 1926, Nr. 1. Verfl ist es gelungen, festes Helium auf folgende Weise herzustellen: Zwei Neusilberrohre waren unten durch ein enges Messingrohr miteinander verbunden. Der untere Teil der Neusilberrohre und das Messingröhrchen tauchten in flüssiges Helium, dessen Dampf abgepumpt wurde, so daß man verschiedene Siedetemperaturen herstellen konnte. In das eine Neusilberrohr wurde gasförmiges Helium unter höherem Druck hineingedrückt, so daß es in dem Messingröhrchen und dem unteren Teil der Neusilberrohre kondensierte. Bei bestimmtem Druck verstopfte sich das Messingröhrchen mit festem Helium, so daß in dem zweiten Neusilberrohr der Druck nicht weiter anstieg. Auf diese Weise wurden bei verschiedenen Temperaturen T die folgenden Schmelzpunktsdrucke p ermittelt:

T ° abs.	p Atm.
4,2	150
3,2	86
2,2	50
1,1	26

Der unterste Teil der so ermittelten Schmelzpunktskurve verläuft nach Keesom nahezu parallel der T -Achse und scheint die Dampfdruckkurve des flüssigen

Heliums überhaupt nicht zu schneiden, wonach für Helium kein Tripelpunkt „fest—flüssig—gasförmig“ vorhanden wäre. Verf. hat das Helium weiter noch in einem Glasrohr, das in flüssiges Helium tauchte, komprimiert. Die Bildung von festem Helium wurde dabei daran erkannt, daß ein auf und ab bewegter Rührer einfror. Es wurde auch eine Trennungsfläche fest—flüssig hergestellt, auf welche mit dem Rührer gehämmert werden konnte. Das feste Helium war wie das flüssige Helium durchsichtig. Die Trennungsfläche war nicht sichtbar, so daß das feste Helium nahezu denselben Brechungsindex wie das flüssige Helium zu besitzen scheint.

W. MEISSNER.

Charles Chéneveau. Les milieux troubles solides résineux. Journ. chim. phys. 22, 385—386, 1925, Nr. 5 (Soc. chim. phys.). Die durchsichtigen Harze zeigen weder bei starker mikroskopischer Vergrößerung, noch bei ultramikroskopischer Beobachtung irgend eine besondere Struktur. Erwärmt man dagegen ein derartiges Harz im Autoklaven mit Wasser, so wird es trübe, und man sieht unter dem Mikroskop kleine kugel- oder ellipsoidförmige Partikeln. Genau so erscheinen unter dem Mikroskop die von Natur trüben Harze. Man kann diese Trübung auch erreichen, wenn die Harze in Wasser unter Atmosphärendruck erwärmt werden, doch wird sie dann nicht so stark. Bei Kolophonium, das unter Wasser schmelzbar ist, entsteht eine regelrechte Emulsion, doch tritt diese Erscheinung auch beim Schmelzen in Luft infolge einer Zersetzung des Harzes auf. Der Verf. hat nun durch eine Reihe von Versuchen den Nachweis erbracht, daß die trüben Teilchen in den Harzen Wasser einschließen, und zwar auch bei den natürlichen trüben Harzen. Beim Pulverisieren eines solchen Harzes erhält man eine feuchte Paste, in der man das Wasser z. B. durch Auflösung von Eosin nachweisen kann. Kocht man andererseits ein durchsichtiges Harz in einer Farbstofflösung, so sieht man nachher, daß die einzelnen Partikeln gefärbt sind. Die (natürlichen oder künstlichen) matten Harze stellen demnach eine feste Suspension von Wasser im Harz dar und verhalten sich auch in optischer Beziehung so.

ESTERMANN.

E. Houdremont, H. Kallen und K. Thomsen. Verfestigung und Rekristallisation vergüteter Stähle. Stahl u. Eisen 46, 973—976, 1926, Nr. 29. [S. 1470.]

BEENDT.

Linus Pauling and Albert Björkeson. A new crystal for wave-length measurements of soft X-rays. Proc. Nat. Acad. Amer. 11, 445—447, 1925, Nr. 7. [S. 1535.]

Samuel K. Allison and William Duane. The reflection of characteristic bromine x-radiation by a crystal of potassium bromide. Proc. Nat. Acad. Amer. 10, 298—302, 1924, Nr. 7. [S. 1553.]

BEHNKEN.

A. R. Olson and C. H. Meyers. Hydrogenation of ethylene by excited mercury atoms. Phys. Rev. (2) 27, 807, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1515.]

GÜNTHERSCHULZE.

5. Elektrizität und Magnetismus.

R. C. Colwell. Faraday tubes and Ampère's rule. Phys. Rev. (2) 27, 812, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird eine neue Theorie der Faradayschen Kraftrohren entwickelt, indem angenommen wird, daß jede Röhre aus einer Folge von doppelten Dipolen besteht. Die Dipole haben sowohl elektrische als magnetische Polarität. In einer Faradayschen elektrischen Kraftröhre

liegen die elektrischen Pole einander gegenüber und die magnetischen Pole senkrecht zur Röhre. In einer magnetischen Röhre liegen die elektrischen Pole senkrecht zur Röhre. Eine Faradaysche Röhre reicht stets von einem positiven zu einem negativen Pole und verkürzt sich durch Ausstoßen der doppelten Dipole. Wenn sie ausgestoßen werden, verlassen sie die Röhre mit Rechtsdrehung und verursachen so eine geschlossene elektrische oder magnetische Kraftlinie. Eine Verlängerung einer Faradayschen Röhre kehrt die Richtung der geschlossenen magnetischen oder elektrischen Kraftlinie um. Dann umfaßt die Regel, daß „eine sich verkürzende Faradaysche Röhre Rechtsdrehung, eine sich verlängernde Linksdrehung ergibt“, alle Fälle induzierter Ströme. Diese Regel ist der Ampèreschen Regel über die Anziehung zwischen zwei Leitern, in denen Ströme in gleicher Richtung fließen, äquivalent, so daß die Ampèresche Regel alle die vielen jetzt gebräuchlichen Regeln ersetzen kann. GÜNTHERSCHULZE.

W. F. G. Swann. The origin of the earth's electric and magnetic phenomena. Journ. Frankl. Inst. 201, 145—176, 1926, Nr. 2. Bekanntlich hat sich die Erklärung der Aufrechterhaltung der Erdladung sowie die des permanenten Magnetfeldes der Erde auf Grund bekannter physikalischer Tatsachen bisher als undurchführbar erwiesen. Der Verf. ist daher der Anschauung, daß eine Erklärung dieser Phänomene nur gefunden werden kann, wenn man von der klassischen Elektrodynamik abgeht. Dem Verf. gelingt es nun in der Tat, die Maxwell-Lorentzschen Gleichungen durch Hinzufügung zweier Glieder zur Stromlichte so zu erweitern, daß sowohl das elektrische wie das magnetische Feld der Erde ihre Erklärung finden. Die Zusatzglieder sind so klein, daß sie sich in Laboratoriumsexperimenten nicht bemerkbar machen können, sondern erst bei der Bewegung sehr großer Massen, wie die der Sonne und der Erde. Physikalisch interpretiert bedeuten diese Zusatzglieder, daß auch ein ungeladener rotierender Körper ein magnetisches Feld erzeugen kann und daß dabei ein geringer Teil der positiven Ladung der einzelnen Atome verschwindet, so daß ein Überschuß an negativer Elektrizität entsteht. Diese Zusatzglieder ermöglichen es auch, die Gravitation auf elektromagnetische Kräfte zurückzuführen. Die erweiterten Gleichungen genügen den Bedingungen der speziellen Relativitätstheorie und können leicht so modifiziert werden, wie es die allgemeine Relativitätstheorie erfordert. Im übrigen muß bezüglich der Einzelheiten dieser sehr bedeutungsvollen Arbeit auf das Original verwiesen werden. H. BENNDORF.

G. Belfils. Mesure du „résidu“ des courbes de tension par la méthode du pont filtrant. Rev. Gén. de l'Electr. 19, 523—529, 1926, Nr. 14. Die Bestimmung der in einer Strom- oder Spannungskurve enthaltenen Oberschwingungen mit Hilfe des Oszillographen ist ziemlich ungenau, insbesondere, wenn die Einhaltung eines bestimmten, etwa durch Verbandsvorschriften festgelegten Prozentsatzes geprüft werden soll. Auch die Kompensation der Grundwelle erfordert umständliche Hilfsmittel. Verf. schlägt daher die Benutzung einer Resonanzbrücke vor — Wiensche Brücke, ein Zweig Induktivität und Kapazität in Reihe, die anderen Ohmsche Widerstände —; wird sie auf die Grundschwingung abgestimmt, so fließt in der Diagonale ein reiner Oberschwingungsstrom, aus dem der gesamte Oberschwingungsstrom berechnet werden kann. Die Fehler, die dadurch entstehen, daß der Resonanzweig auch die Harmonischen zum Teil durchläßt, sind, wie durch eingehende Untersuchung nachgewiesen wird, zu vernachlässigen. Das Gerät ist nach seinem Aufbau auch für Registrierzwecke geeignet. (Aus Zeitschriftenschau des T. R. A.; Referent Klewe.) SCHEEL.

L. Rylander. A high-frequency voltage test for insulation of rotating electrical apparatus. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **45**, 217—221, 1926, Nr. 3. Schon seit geraumer Zeit hat man die Notwendigkeit erkannt, für die Isolationsprüfung der einzelnen Windungen und Lagen von Wicklungen elektrischer Maschinen höhere Spannungen zu verwenden. Der Verf. schlägt deshalb die Speisung mit Hochfrequenzstrom in folgender Weise vor: Durch die Sekundärseite eines mit Netzfrequenz gespeisten Hochspannungstransformators wird ein Kondensator aufgeladen; eine einstellbare Funkenstrecke entlädt den Kondensator bei jeder Halbwelle über die zu prüfende Wicklung, sobald die Prüfspannung erreicht ist, und erzeugt so in dem Entladungskreis gedämpfte Schwingungen von zwischen 5000 und 200 000 Per./sec Frequenz. Mit Hilfe eines Wellenmessers, der auf die Prüffrequenz abgestimmt wird und so aufgestellt ist, daß er von dem Hochfrequenzfluß getroffen wird, können alle Kurzschlüsse und sonstigen Fehler leicht festgestellt werden. H. E. LINCKH.

J. Ormondroyd. The use of vibration instruments on electrical machinery. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **45**, 330—336, 1926, Nr. 4. Es werden verschiedene Instrumente beschrieben, die zur direkten Messung und Aufzeichnung der bei elektrischen Maschinen auftretenden mechanischen Vibrationen dienen. Die Anwendung der einzelnen Apparate wird an Beispielen erläutert. H. E. LINCKH.

Gustaf Ising. A Natural Limit for the Sensibility of Galvanometers. Phil. Mag. (7) **1**, 827—834, 1926, Nr. 4. Die Brownsche Bewegung der Moleküle des Gases, in welchem das drehbare Galvanometersystem aufgehängt ist, erteilt dem System Stöße, durch welche die Ruhelage des Systems beeinflußt wird. Von der Güte der Ruhelage hängt aber die praktische Empfindlichkeit eines Galvanometers ab. Verf. untersucht nun die Frage näher, welche mittleren Schwankungen einem Galvanometersystem durch die Brownsche Bewegung erteilt werden. Die kinetische Energie eines Moleküls mit einem Freiheitsgrad ist (bei 18° C) $2 \cdot 10^{-14}$ erg. Dieser Energie muß gleich sein die mittlere ballistische Energie, die dem schwingenden System erteilt wird. Wenn die Richtkraft mit A und der mittlere ballistische Ausschlag mit δx bezeichnet wird, so ist (für ein ungedämpft schwingendes System) die Energie $\frac{1}{2} A (\delta x)^2$, so daß sich der mittlere Winkelausschlag ergibt: $\delta x = 2 \cdot 10^{-7} / \sqrt{A}$, wenn A in dyn. cm gemessen wird. Der kleinste noch wahrnehmbare, durch den Strom hervorgerufene Galvanometerschlag soll das Vierfache des Störungsausschlages betragen. Im Zustand der kritischen Dämpfung ergibt sich bei Vernachlässigung der Luftdämpfung gegenüber der elektrodynamischen Dämpfung als Stromempfindlichkeit eines Galvanometers (Ausschlag durch Stromstärke) $\delta x / \delta i = \sqrt{2 R / A \omega_0}$, wenn R den Widerstand und ω_0 die Kreisfrequenz des ungedämpften Systems bedeutet. Die Spannungsempfindlichkeit ($\delta x / \delta v$) folgt daraus durch Division mit R . Kombiniert man diese Gleichungen mit der obenstehenden für δx und drückt R in Ohm aus, so erhält man für die Stromstärke, welche den durch die Brownsche Bewegung bewirkten Ausschlag hervorrufen würde, $\delta i = 1,12 \cdot 10^{-10} / \sqrt{T_0 R}$ Amp. und hieraus die Spannung durch Multiplikation mit R . Diesen theoretisch berechneten Wert vergleicht der Verf. mit einer von Moll und Burger (Kurve d in Phil. Mag. **50**, 626, 1925; diese Ber. **5**, 530, 1924) erhaltenen Störungskurve, die mittels eines Mollschen Galvanometers unter Anwendung eines Thermorelais von Moll und Burger (l. c. S. 618) bei 100facher Vergrößerung durch das Relais erhalten war. Diese Kurve wurde zehnfach vergrößert und daraus die mittlere Schwankung

berechnet. Unter Annahme von $R = 50 \text{ Ohm}$, $T_0 = 1,6 \text{ Sek.}$ für das benutzte Galvanometer ergibt sich eine den Störungen entsprechende Spannung von $9,22 \cdot 10^{-10} \text{ Volt}$, während der Brownschen Bewegung unter der gleichen Annahme $6,3 \cdot 10^{-10} \text{ Volt}$, also etwa zwei Drittel des beobachteten Wertes entsprechen. Der Verf. ist daher der Ansicht, daß der größte Teil der beobachteten Schwankungen auf die Brownsche Bewegung zurückzuführen ist und der Rest auf andere Umstände (Erschütterungen).

W. JAEGER

C. W. van der Merwe. The use of a cathode-ray tube for the transmission of speech. Phys. Rev. (2) 27, 805, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Einer der Hauptmängel des von H. Th. Simon 1898 verwandten sprechenden Lichtbogens war seine Unfähigkeit, hohe Töne befriedigend wiederzugeben. Dieser Mangel war offenbar durch die thermische Trägheit des Bogens verursacht. Die außerordentlich geringe Masse der Elektronen und Atome legte es nahe, eine gewöhnliche Entladungsröhre an die Stelle des Lichtbogens zu setzen. Es wurde eine Röhre besonderer Konstruktion verwandt, die eine Spur eines He-Ne-Gemisches enthielt, und es zeigte sich in der Tat, daß die hohen Töne sehr viel besser herauskamen als beim Bogen, so daß die Zischlaute s und c sich voneinander unterscheiden ließen und Stimmen wiedererkannt wurden. Quantitative Vergleiche bestätigten die Überlegenheit der Röhre. Es war möglich mit einem Strom von nur 10 mA über eine Entfernung von 20 m mit der größten Leichtigkeit optisch zu telephonieren. Der Schlüssel zum Erfolg der sprechenden Röhre liegt darin, daß die Entladung leuchtet, da das Glimmlicht auf den Empfänger reflektiert werden muß. Der Erfolg dieses im wesentlichen drahtlosen Telefons hängt davon ab, wie weit sich Entladungsröhren für starke Ströme bauen lassen.

GÜNTHERSCHULZE

Robert C. Burt. The sodium voltameter. Phys. Rev. (2) 27, 813, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Voltameter beruht auf der elektrolytischen Abscheidung von Na aus Glas. Es wurde vom Verf. durch Herstellung eines Metallkontaktes zum Glase anstatt Thermionenemission verbessert. Verf. nimmt für das Voltameter bequeme Handhabung, Reproduzierbarkeit unter gewöhnlichen Arbeitsbedingungen und große Genauigkeit von 1 auf 2000 in Anspruch und behauptet, daß es für viele Zwecke dem Silbervoltameter vorzuziehen sei.

GÜNTHERSCHULZE

Chester Snow. The inductance of a helix made with wire of any section. Phys. Rev. (2) 27, 815, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. hat eine Formel für die Induktivität einer Einlagenspule mit schraubenförmigen Windungen abgeleitet, die aber nicht mitgeteilt wird.

GÜNTHERSCHULZE

A. Palm. Über neuere Hochspannungsmeßgeräte und ihre Anwendung. Elektrot. ZS. 47, 873—875, 904—907, 1926, Nr. 30 und 31. Verf. beschreibt ein von ihm ausgebildetes Hochspannungsvoltmeter für 500 kV Effektivspannung und 800 kV Scheitelspannung, das von der Firma Hartmann & Braun hergestellt wird. Die Hochspannung wird mit Kondensatoren unterteilt und die Effektivspannung mit einem elektrostatischen Multizellulervoltmeter gemessen. Zur Messung der Scheitelspannung wird eine Glimmröhre verwendet, die einem Drehkondensator parallel geschaltet ist, dessen Einstellung direkt die Scheitelspannung angibt. — Anschließend werden vergleichende Messungen zwischen dem Scheitelspannungsmesser und Kugelfunkenstrecken beschrieben. Die Angaben des Scheitelspannungsmessers stimmen für 75-cm-Kugeln mit den Werten von Peek auf 2 Proz. überein. Ferner werden Messungen der Überschlags-

spannung in komprimierten Gasen beschrieben und Erfahrungen bei deren Verwendung als Isoliermittel für sehr hohe Spannungen bekanntgegeben. — Am Schluß der Arbeit wird nach einer kurzen Erläuterung der Scheringschen Hochspannungsmeßbrücke ihre Verwendung zur fabrikationsmäßigen Prüfung von Isoliermaterialien und fertigen Fabrikaten an Hand einiger Beispiele erläutert. — Zahlreiche Abbildungen und Schaulinien (Ergebnisse ausgeführter Messungen) sind der Arbeit beigelegt.

GEYGER.

U. Retzow. Beitrag zum Verhalten eines Widerstandsmaterials bei elektrischer und thermischer Beanspruchung. Elektrot. ZS. 47, 901—904, 1926, Nr. 31. Verf. legt das elektrische Verhalten eines Widerstandsmaterials, das bereits bei niederen Temperaturen Umwandlungen erfährt, an Hand zahlreicher Literaturangaben dar und klärt es durch weitere Versuche. Die beobachteten Änderungen dürften auf den Fe-Gehalt der Legierung zurückzuführen sein und lassen dieses Material für die Fertigung von Präzisionswiderständen durchaus unbrauchbar erscheinen. Bei Strombelastung des Materials wird eine ständige Abnahme des Widerstandswertes festgestellt, die mit steigender Überlastung anwächst und durch die Temperaturerhöhung erklärt werden kann. Gleichzeitig damit ist auch eine auffallende Änderung des Temperaturkoeffizienten verbunden. Die Ergebnisse der beschriebenen Versuche werden sodann zur Bestätigung der Tatsache benutzt, daß unter sonst gleichen Bedingungen ein umspannener Draht höheren Belastungen ausgesetzt werden kann als ein blanker Draht.

GEYGER.

Wilhelm Geyger. Über die Messung des Magnetisierungsstromes von Stromwandlern mit Hilfe des magnetischen Spannungsmessers. Helios 32, 236—237, 1926, Nr. 31. Die resultierende Durchflutung bzw. der Magnetisierungsstrom eines Stromwandlers nach seiner Größe und Phase läßt sich im Betriebszustand ermitteln entweder durch die Bestimmung des Übersetzungsverhältnisses und des Phasenwinkels zwischen dem primären und sekundären Strom oder durch die Messung mit Hilfe des magnetischen Spannungsmessers. Über die letztgenannte Methode wird in vorliegender Arbeit berichtet. Legt man den von Rogowski und Steinhaus angegebenen magnetischen Spannungsmesser geschlossen gleichzeitig durch die primäre und sekundäre Spule eines Transformators, so ist die durch die EMK des Spannungsmessers gemessene magnetische Umlaufspannung proportional der geometrischen Differenz der primären und sekundären Amperewindungen, d. h. der resultierenden Durchflutung. Für die Messung der im Spannungsmesser auftretenden elektrischen Wechselspannung, welche sehr klein ist (Größenordnung: 10^{-2} bis 10^{-4} Volt), kommt außer der unbequemen Anwendung des Spiegelelektrometers mit Hilfsspannung nur ein Kompensationsverfahren unter Benutzung eines Vibrationsgalvanometers als Nullinstrument in Betracht. Alberti und Vieweg entnahmen bei der Messung des Magnetisierungsstromes von Stromwandlern mittels des magnetischen Spannungsmessers die zur Kompensation dienende Hilfsspannung der zweiten Maschine eines Doppelgenerators, an dessen erste Maschine der zu untersuchende Stromwandler angeschlossen war, und bestimmten den Phasenwinkel zwischen der Hilfsspannung und dem felderregenden Strom mit dem Wattmeter. Zwecks Vereinfachung der experimentellen Hilfsmittel kann man nach Schering und Engelhardt eine von Schering angegebene Kompensationsschaltung zur Messung gegenseitiger Induktivitäten auf die Messung mit dem magnetischen Spannungsmesser übertragen und mit dieser Schaltung die von Alberti und Vieweg mit Hilfe von Doppelmaschine und Wattmeter durch-

geführten Messungen ausführen. — Verf. benutzt zur Kompensation der aus magnetischen Spannungsmesser auftretenden EMK den in früheren Arbeiten (Geyger, Elektrot. ZS. 45, 1348, 1924; Helios 32, 207, 1926, Nr. 9) beschriebenen von ihm ausgebildeten „Schleifdraht-Wechselstromkompensator“. Es ergeben sich dadurch besonders einfache und zweckmäßige Meßanordnungen. Die Auswertung der Meßergebnisse gestaltet sich sehr einfach, da die zur Kompensation dienenden Teilspannungen an den Meßdrahtskalen des Kompensators direkt abgelesen werden. — Zahlreiche Literaturangaben sind der Arbeit beigelegt. GEYGER

Wilhelm Geyger. Einfache Kompensationsschaltungen zur Messung gegenseitiger Induktivitäten. Arch. f. Elektrot. 17, 71—78, 1926, Nr. 11. Verf. beschreibt vier einfache Kompensationsschaltungen zur Messung gegenseitiger Induktivitäten. Sie sind auf der Campbellschen Methode (Vergleich zweier in Reihe geschalteter gegenseitiger Induktivitäten) aufgebaut. An Stelle des bei dieser Methode als Vergleichsnorm benutzten, bei abgeglicher Meßanordnung sekundär unbelasteten Variators für gegenseitige Induktion wird bei den neuen Schaltungen ein in der Kopplung unveränderlicher, sekundär belasteter Normallufttransformator verwendet, in dessen Sekundärkreis ein mit Abgreifkontakten versehener Kompensationswiderstand (Kompensationsapparat oder Schleifdraht) eingeschaltet ist. — Die durch die Belastung verursachte Phasenabweichung von der erforderlichen 90° -Phasenverschiebung zwischen Primärstrom und Kompensationsspannung ist bei zweckmäßiger Dimensionierung der Meßanordnung so klein, daß ihr Einfluß beim Kompensieren sich nicht störend bemerkbar macht. Andererseits kann die Wirkung dieser Phasenabweichung durch Kunstschaltungen im Primärkreis (Schaltung dieser mit Nebenwiderstand) oder im Sekundärkreis (Kondensator mit Zusatzwiderstand) des Lufttransformators berücksichtigt werden. Durch Kombination dieser beiden Kunstschaltungen erhält man eine einfache Anordnung zur Messung des Phasenwinkels zwischen Primärstrom und Sekundärklemmenspannung an Meßobjekten, bei denen, z. B. infolge von Wirbelströmen, eine mehr oder weniger große Phasenabweichung von 90° vorhanden ist. — Bei Anwendung der beschriebenen Schaltungen ergeben sich folgende meßtechnische Vorteile: 1. Fortfall der Variator-Eichkurven, unmittelbare Ablesung der zu messenden gegenseitigen Induktivität; 2. Meßgenauigkeit und zeitliche Konstanz der Eichung sind groß, da der Lufttransformator konstruktiv als Präzisionsnormal ausgebildet werden kann. Die Schaltungen eignen sich vorzüglich zur Eichung von Variatoren bei zahlreichen Spulenstellungen. Der Vorteil der direkten Ablesung kommt hier infolge der beträchtlichen Zeitersparnis besonders zur Geltung. Die Messungen werden zweckmäßig mit niederfrequentem Wechselstrom (z. B. 50 Per./sec) unter Benutzung eines Vibrationsgalvanometers als Nullinstrument ausgeführt. GEYGER

H. C. Riepka. Eine einfache Methode zur Bestimmung der Steilheit der Charakteristik von Elektronenröhren. ZS. f. Fernmeldetechn. 77, 100—101, 1926, Nr. 7. Für Verstärkeranlagen und für die ersten Annäherungsberechnungen bei Senderöhren mit kleinem Durchgriff genügt es oft, die Steilheit der Kennlinien im Arbeitsbereich zu kennen; es gelingt sogar, für Sendeschaltungen nur bei der Kenntnis der Steilheit der Charakteristik mit ziemlicher Genauigkeit Stabilitäts- und Amplitudenbetrachtungen durchzuführen. — Verf. beschreibt ein elegantes und einfaches Verfahren, welches gestattet, für beliebige Arbeitspunkte durch eine Vergleichsmethode die Steilheit zu bestimmen. Da der Begriff der Steilheit einen Leitwert zwischen Gitter und Anode darstellt, so liegt es nahe, einen Vergleich mit einem Leitwert oder dessen Reziprokom, einem Widerstand,

herbeizuführen. — Die den Arbeitspunkt bestimmenden Batterien, ein dem Anodenstrom angepaßtes Milliampereometer und ein Widerstandskasten (stöpselbar für 5000 bis 10000 Ohm) werden unter Zwischenschaltung eines Stromschlüssels (Taste) mit der zu untersuchenden Elektronenröhre zu einer einfachen Meßschaltung vereinigt. Der wirksame Widerstand R des Widerstandskastens wird nach geeigneter Einstellung der Anodenspannung und der Gittervorspannung so lange geregelt, bis beim Öffnen und Schließen der Taste sich der Ausschlag des Milliampereometers nicht ändert. Dann ergibt sich die zu bestimmende Steilheit S aus der Beziehung: $S = \frac{1}{R}$. Die Richtigkeit dieser Methode wird an Hand einer einfachen Ableitung nachgewiesen. — Auf die Bedeutung der beschriebenen Methode zur Untersuchung von Röhrenschaltungen, die zur Schwingungserzeugung dienen, wird besonders hingewiesen, und es werden zwei Sendeschaltungen als Beispiele diskutiert. GEYGER.

W. J. H. Moll. A reliable thermo-converter. Journ. scient. instr. 3, 209—210, 1926, Nr. 7. Es wird ein für Meßzwecke geeigneter thermoelektrischer Umformer beschrieben, welcher in Verbindung mit einem Präzisions-Millivoltmeter ermöglicht, Wechselstrommessungen von großer Genauigkeit auszuführen. Das Prinzip, die Wechselstrommessung unter Zuhilfenahme eines Thermoelements auf eine Gleichstrommessung zurückzuführen, ist nicht neu. Es treten aber bei den bisher zu solchen Messungen benutzten Thermoelementen, sowohl am heizenden Leiter, als auch an den Verbindungsstellen, verhältnismäßig hohe Temperaturen auf, welche eine ungenügende Konstanz des Thermoelements und somit Meßfehler verursachen. Der vom Verf. ausgebildete Thermoumformer besteht im wesentlichen aus einer größeren Anzahl (50) von Thermoelementen (Thermosäule: Manganin und Konstantan), welche mit einem emaillierten, geradlinig ausgespannten Konstantanheizdraht in Verbindung stehen. Die Anordnung ist so gewählt, daß die aktiven Verbindungsstellen der einzelnen Thermoelemente eine äußerst geringe Wärmekapazität besitzen, während die inaktiven Verbindungsstellen eine sehr große Wärmekapazität aufweisen. Die konstruktive Ausführungsform wird an Hand einer Abbildung erläutert. Der gesamte Widerstand zwischen den beiden Wechselstromanschlußklemmen (Heizdraht + Silberdrahtsicherung) beträgt 16 Ohm, während der Widerstand zwischen den beiden Gleichstromanschlußklemmen 18 Ohm beträgt. Ein Wechselstrom von 60 Milliamp. erzeugt beispielsweise eine EMK von ungefähr 10 Millivolt. Die Temperaturerhöhung der aktiven Verbindungsstellen beträgt dabei nur etwa 5° C. Der Heizdraht kann während einer Zeitdauer von mehreren Stunden, ohne Schaden zu nehmen, mit einem Höchststrom von $\frac{1}{3}$ Amp. belastet werden; die zum Schutze des Heizdrahtes dienende Silberdrahtsicherung brennt bei 0,4 Amp. durch. — Der Apparat arbeitet mit sehr geringer Trägheit: 3 Sekunden nach Einschalten des Wechselstromes nimmt die EMK der Thermosäule ihren endgültigen Wert an. Die Widerstände der beiden Stromkreise (Heizdraht und Thermosäule) sind infolge der Verwendung von Manganin und Konstantan von der Raumtemperatur unabhängig. Die Induktivität des Wechselstromkreises (des Heizdrahtes) ist äußerst gering, so daß der Apparat in Verbindung mit Nebenwiderständen ohne weiteres verwendbar ist. Die gesamte, aus Thermoumformer und Millivoltmeter bzw. Galvanometer bestehende Meßanordnung wird mit Gleichstrom geeicht. GEYGER.

R. Winstanley Lunt. On the Determination of the Current Voltage Characteristic of a Siemens Ozonizer. Phil. Mag. (7) 2, 314—316, 1926, Nr. 7. Beim Arbeiten mit dem Siemens-Ozonapparat ist es oft erforderlich, eine

von den beiden Elektroden oder auch beide Elektroden mit Wasser zu kühlen. Soll dabei der den Apparat tatsächlich durchfließende Strom sowie die am Apparat tatsächliche wirksame Spannung genau gemessen werden, so muß eine besondere Meßanordnung benutzt werden, welche die Ohmschen und kapazitiven Nebenwiderstände berücksichtigt. Eine hierfür geeignete Meßschaltung wird an Hand einer Abbildung ausführlich beschrieben.

GEYGER

T. Spooner. Some applications of the A. C. potentiometer. Jour. scient. instr. 3, 214—221, 1926, Nr. 7. Der von D. C. Gall (Electrician 90, 366, 1923) ausgebildete und von der Firma H. Tinsley & Co. in den Handel gebrachte komplexe Wechselstromkompensator besteht im wesentlichen aus zwei voneinander unabhängigen Kompensationsapparaten, in denen zwei um 90° in der Phase gegeneinander verschobene Ströme fließen. Die beiden, an den Kompensationsapparaten abgegriffenen Spannungen dienen zur Kompensation der zu prüfenden Wechselspannung. Verwendet man diesen Kompensator in Verbindung mit einem Phasenregler, so ist man in der Lage, einen der in den Kompensationsapparaten fließenden Ströme, also eine der beiden zur Kompensation dienenden Teilspannungen, mit einer der zu kompensierenden Spannungen phasengleich zu machen, wodurch sich einfache und vorteilhafte Meßmethoden ergeben. Veranschaulicht einige Anwendungen dieser Methoden: Messung des Magnetisierungsstromes von Stromwandlern, Eisenverlustmessungen, Untersuchung von Stromwandlern in bezug auf Übersetzungsverhältnis und Phasenfehler, Induktivitäts- und Wirkwiderstandsmessungen, Untersuchung von Telephonübertragern und Verstärkeranordnungen, magnetische Messungen an Stahlstäben. Mehrere Schaltbilder und Schaulinien (Ergebnisse ausgeführter Messungen) sind der Arbeit beigelegt.

GEYGER

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüämter. Nr. 215. Elektrot. Zs. 47, 766, 1926, Nr. 26.

SCHEER

Th. de Donder. Affinité spécifique de l'Électricité. Bull. de Belg. (5) 11, 328—332, 1925, Nr. 7/9. Der Verf. überträgt seine Anschauungen über die „spezifische Elektronenaffinität“ von der physikalischen Chemie auf die Elektrizitätsvorstellung selbst und findet, daß der elektrische Strom herrührt aus der Differenz zweier Affinitäten, der des Elektronengases, das in den Leitern okkludiert ist, und der des freien Elektronengases. Das System enthält also zwei Phasen. Die Elektronen können reversibel oder irreversibel verdampfen oder sich kondensieren.

KNIPPING

J. Droste. The analogue of Clapeyron's law in the case of evaporating electrons. Proc. Amsterdam 28, 900—904, 1925, Nr. 10. Der Verf. leitet für einen Sonderfall das Richardsonsche Gesetz ab.

KNIPPING

Brian O'Brien. Contact electromotive force of carbon. Phys. Rev. (2) 27, 813—814, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Kohlenoberfläche wurde durch Niederschlagen einer dünnen Schicht aus reinem Benzol hergestellten Rußes auf einem Platinband hergestellt. Die Kontaktelektromotorische Kraft wurde gegen CuO nach der Methode von Kelvin mit einer Genauigkeit von 0,01 Volt gemessen. Frisch hergestellte Flächen waren gegen CuO ungefähr 0,40 Volt positiv. Verringerung des Druckes auf weniger als 10^{-6} mm ohne Erhitzung machte die Kohle etwas weniger positiv und führte zu einem Beharrungs-

zustand. Entgasen der Kohle mit Temperaturen bis zu 1400°C senkte das Potential der Kohle weiter, bis sie schließlich um 0,11 Volt negativ gegen das CuO wurde. Die Entgasungskurven waren gut reproduzierbar. Wurde eine entgaste Fläche wieder in Luft gebracht, so stieg ihr Kontaktpotential wieder, erreichte aber nicht ganz den ersten Wert. Die elektromotorische Kraft von $-0,11$ Volt war noch kein Endzustand. Höhere Temperatur senkte das Potential noch weiter. Einführung von Hg-Dampf von 0,001 mm Druck hatte keinen Einfluß.

GÜNTHERSCHULZE.

Edward M. Little. Dielectric constant of an electrolyte. Phys. Rev. (2) 7, 814, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Dielektrizitätskonstante ist mit dem elektrischen Moment pro Volumeneinheit ebenso verknüpft wie die Permeabilität mit der Intensität der Magnetisierung. Das elektrische Moment einer elektrolytischen Lösung nimmt mit zunehmender Ionisation ab und die Dielektrizitätskonstante für eine Ionisation von 100 Proz. des gelösten Stoffes gleicht der des reinen Lösungsmittels (nach Korrektur der Volumenänderung). Es wird ein kritischer Wert k_c der Dielektrizitätskonstante angenommen, oberhalb dessen die Bindungskräfte in der Lösung hinreichend geschwächt werden, um allen Molekülen Ionisierung zu ermöglichen. Bei kleineren k -Werten ionisiert die Wärmebewegung in Verbindung mit der Dielektrizitätskonstante gelegentlich ein gelöstes Molekül. Es ist also im allgemeinen für $k < k_c$ und manchmal auch für $k > k_c$ die Ionisation kleiner als 100 Proz. Es wird eine Beziehung zwischen n der Zahl der ionisierten Moleküle im Kubikzentimeter) und der Konzentration c (Moleküle gelöster Stoffe im Kubikzentimeter) und, da eine Beziehung zwischen k , n und c bekannt ist, wird eine Beziehung zwischen k und c erhalten. Sie ist annähernd eine Hyperbel. Der anfängliche Abfall in den experimentell erhaltenen Kurven ist durch eine Gruppierung der Moleküle um die Kerne verursacht, wodurch die Dielektrizitätskonstante verringert wird.

GÜNTHERSCHULZE.

Palmer H. Craig. A new phenomenon dealing with the action of electrostatic fields upon electric currents. Phys. Rev. (2) 27, 814, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wenn der Halleffekt durch die magnetische Ablenkung freier Elektronen in einem Metall verursacht wird, so sollte ein analoger Effekt durch ein elektrostatisches Feld hervorgerufen werden. Es wurde also ein elektrostatisches Potential von 17000 Volt an eine Wismutschicht von $7,5 \times 3,0$ cm Fläche und 0,045 cm Dicke mit Hilfe von Cu-Stäben gelegt, die vom Bi durch Schwefel- oder Glasisolation getrennt waren. Wenn ein Strom von 1 Amp. durch die Schicht der Länge nach floß, wurde quer dazu eine Potentialdifferenz von 40 Mikrovolt gemessen, nachdem alle Fehlerquellen, wie thermische Effekte, Streustrom usw. korrigiert waren. Das Querpotential nahm mit dem elektrostatischen Felde im Hauptstrom und der Schichtdicke ab. Auch eine Verschiebung der Kontaktstellen nach dem Ende der Schicht verringerte die Potentialdifferenz. In Cu, Ag und Al ließ sich kein Effekt beobachten. Der Halleffekt bei 1000 Gauß ist etwa 611 mal so groß wie der hier beobachtete neue Effekt.

GÜNTHERSCHULZE.

Delcelier, Guinchant et Hirsch. Pouvoir inducteur des gaz et de l'air humide. L'Onde Electr. 5, 189—216, 1926, Nr. 53. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit drahtloser Wellen in verschiedenen Gasen hängt von den Dielektrizitätskonstanten E ab, deren Werte oft verschieden groß angegeben werden. Die Verff. haben für einige Gase, besonders für feuchte Luft, das Verhältnis $\frac{E - 1}{E_0 - 1}$ bestimmt (E_0 gilt für trockene Luft). Nach drei verschiedenen Methoden für Wellen von 2000, 20 und 3,5 m, die übereinstimmende Werte ergaben, haben sie drei Gase

(Acetylen, Chlormethyl und feuchte Luft) untersucht und den Brechungsindex für Hertz'sche Wellen größer als den für Lichtwellen gefunden. Die Feuchtigkeit der Gase hat großen Einfluß und vergrößert z. B. bei Luft von 20° C den Wert $E - 1$ um etwa 30 Proz. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit drahtloser Wellen wird dadurch etwas verringert. (Aus Zeitschriftenschau des T. R. A., Referat Bäumler.)

SCHIEB

H. Zahn. Ein neues Meßprinzip zur Untersuchung der Dielektrizitätskonstante gut leitender Substanzen. Ann. d. Phys. (4) 80, 187—190, 1926, Nr. 10. Verf. behandelt neben der üblichen Resonanzmethode, die zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten (DK) ϵ der Elektrolytlösungen dienen kann, die von ihm sogenannte Dekrementsmethode, die sich speziell zur Untersuchung gut leitender Substanzen eignet. Die durch den leitenden Elektrolyten eintretende Dekrementsänderung kann aus den entwickelten Gleichungen entweder bei konstanter Periode des Systems ermittelt werden

wobei die relative Dekrementsänderung $\frac{\Delta\delta}{\delta} = -\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ ist, oder aber es kann die

Erregerfrequenz konstant gehalten werden. Dieser zweite Fall würde bei hohen Dekrementen noch größere Empfindlichkeit geben, doch bietet er experimentell größere Schwierigkeiten. Es wird auf die speziellen Vorteile der Dekrementsmethode gegenüber der Resonanzmethode verwiesen, insbesondere wird die Stellung der Methode von Walden, Ulich und Werner zu den übrigen diskutiert. Die Betrachtungen beschränken sich auf den Fall quasistationärer Systeme. (Vgl. folgendes Referat.)

R. JAEGER

H. Hellmann und H. Zahn. Die Dielektrizitätskonstanten gut leitender Elektrolytlösungen. Ann. d. Phys. (4) 80, 191—214, 1926, Nr. 10. Vgl. Phys. ZS. 26, 680—682, 1925, Nr. 19; diese Ber. S. 944. Im Anschluß an das im vorstehenden Referat erwähnte Verfahren wird das Problem der DK-Messung gut leitender Elektrolytlösungen auch für nicht quasistationäre Systeme betrachtet. Mit Hilfe der neuen Meßmethode ist es möglich, die DK einer Substanz von einem Leitvermögen bis zu 0,1 (Ohm cm) aus den Dimensionen der Meßanordnung absolut zu bestimmen. Die Formeln, die zu der Vergleichsmethode oder zur Absolutbestimmung notwendig sind, werden mit Hilfe der in der Kabeltheorie gebräuchlichen Rechnungsweise (Wuckel, Ann. d. Phys. 73, 429, 1924) abgeleitet, die Ergebnisse in Tabellen und Kurven wiedergegeben. Demnach könnte man mit ungedämpften Wellen von 30 cm Länge bis zu einem Leitvermögen von $\sigma = 0,1$ (5proz. NaCl-Lösung) vordringen. An Beispielen wird erörtert, mit welcher Genauigkeit sich aus den Ausschlägen die DK gleichleitender Lösungen vergleichen lassen und wie sich die Messung für die spezielle Bedingung gestalten muß, daß $\epsilon = 60 \lambda \sigma_{\min}$ ist. Zum Schluß werden die Dekrements- und Resonanzmethoden kritisch miteinander verglichen. Neben dem Vorteil, für höhere Leitfähigkeiten brauchbar zu sein, geht auch die Konstanz der Frequenz bei der Dekrementsmethode nicht so stark ein. Über Experimente und deren Ergebnisse wird noch berichtet.

R. JAEGER

Wacław Werner und W. H. Keesom. The variation of the dielectric constant of liquid and solid hydrogen with Temperature. Proc. Amsterdam 29, 34—43, 1926, Nr. 1. Die Arbeit ist eine Wiederholung früherer Messungen mit exakteren Methoden (vgl. G. Breit und H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 171a; M. Wolfke und H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 171c; diese Ber. 6, 1007—1008, 1925). Die hohe Konstanz der

Schwingungsröhren wurde durch Heizakkumulatoren von 130 Amperestunden und Löten aller Verbindungen erreicht. Die Wellenlänge der Schwingung betrug etwa 500 m. Der mittlere Fehler einer Messung wird zu 0,015 Proz. angegeben. Für die schließliche Dielektrizitätskonstante bedeutet das einen Fehler von 0,04 Proz. Die Ergebnisse sind im Auszug folgende:

T	ϵ	$\Delta\epsilon$	$^{\circ}\text{Siedepunkt}$	Mittelwert
20,40	1,2315	0,0001	1,2316	
20,40	1,2307	0,0001	1,2308	1,2311
20,49	1,2305	0,0005	1,2310	$\pm 0,0002_4$

Das $\Delta\epsilon$ ist aus dem durch andere Messungen ermittelten Temperaturkoeffizienten $\alpha = -0,0036$ für den Siedepunkt von Wasserstoff, $T = 20,36$, berechnet. Die Abweichung gegen früher wird bis auf 0,1 Proz. erklärt. Die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante des flüssigen Wasserstoffs von der Temperatur zeigt folgende Tabelle.

T abs.	ϵ	ρ
20,49	1,2305	0,070 68
20,40	1,2315	0,070 82
20,40	1,2307	0,070 82
19,11	1,2356	0,072 15
17,73	1,2408	0,073 60
16,73	1,2455	0,074 57
15,47	1,2484	0,075 73
14,71	1,2492	0,076 41
14,69	1,2512	0,076 43
14,56	[1,2497]	0,076 54
14,33	1,2521	0,076 75
14,29	[1,2505]	0,076 78
14,12	[1,2522]	0,076 94
14,10	1,2533	0,076 95
14,0	1,2059	—
13,8	1,1987	—
13,5	1,1972	—

flüssig

fest

Für die DK von flüssigem Wasserstoff beim Siedepunkt ($T = 20,36$) ergibt sich $\epsilon = 1,2311 \pm 0,0002_4$, die DK nahe dem Schmelzpunkt ist 1,2533. Zwischen beiden Punkten zeigt ϵ , abgesehen von einer kleinen ungeklärten Abweichung, einen linearen Verlauf mit der Temperatur (s. Tabelle). Für festen Wasserstoff ist bei homogener Masse nahe dem Schmelzpunkt $\epsilon = 1,206 - 1,209$. Bei weiterer Abkühlung nimmt ϵ ab.

R. JAEGER.

Tadeusz Nayder. Sur la constante diélectrique des électrolytes faibles. Bull. intern. Acad. Polon. (A) 1925, S. 247—258, Nr. 7. Für $t = 15^{\circ}$ und $\lambda = 500$ m (Methode von Nernst) wurden für die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ von der Konzentration folgende Werte gefunden:

Benzoesäure		Salicylsäure		Pikrinsäure	
Proz.	ϵ	Proz.	ϵ	Proz.	ϵ
0	2,284	0	2,284	0	2,300
0,41	2,302	0,03	2,288	1,00	2,332
2,17	2,325	0,12	2,294	3,60	2,352
8,18	2,340	0,29	2,298	4,10	2,367
8,59	2,363	0,50	2,306	5,50	2,389
		0,86	2,311	6,80	2,418

Auch bei den folgenden Lösungen in Nitrobenzol war die Dielektrizitätskonstante immer kleiner als die des reinen Lösungsmittels.

Benzoesäure in Nitrobenzol			Pikrinsäure in Nitrobenzol			Nitrobenzol	
Proz.	$t^{\circ}\text{C}$	ϵ	Proz.	$t^{\circ}\text{C}$	ϵ	$t^{\circ}\text{C}$	ϵ
2,13	17,40	34,59	1,65	17,30	34,87	17,00	36,05
	25,60	33,11		21,25	34,06	19,85	35,49
	30,10	32,40		25,80	33,32	24,25	34,50
	35,50	31,22		30,65	32,42	29,15	33,49
	40,10	30,60				33,95	32,69
3,03	20,25	33,46	2,74	17,60	34,19	40,45	31,45
	25,95	32,45		22,00	33,36	44,50	30,74
	31,80	31,50		26,80	32,69		
	36,50	30,73		30,00	32,09		
	43,30	29,73					
4,07	18,25	32,12	4,82	17,90	33,57		
	25,60	31,97		20,60	33,16		
	30,20	30,99		24,70	32,21		
	35,50	30,36		29,30	31,47		
	40,75	29,62					
5,26	20,40	31,80	9,00	18,00	31,41		
	26,15	30,87		21,50	30,83		
	29,70	30,30		26,00	29,51		
	34,20	29,57		30,20	29,27		
	38,30	28,84					

R. JAEGER.

Ludwig Ebert. Über die Deutung der dielektrischen Polarisation wässriger Lösungen. ZS. f. phys. Chem. 122, 28—38, 1926, Nr. 1/2. In Anlehnung an die Lorenz-Lorentzsche Mischformel wird ein Schema für die Analyse der dielektrischen Polarisation wässriger Lösungen, über die neuerdings zahlreiche Messungen vorliegen, entwickelt. Für die Wechselwirkung zwischen den gelösten Molekülen und den Wasserdipolen wird als rohes Maß eine Maßzahl abgeleitet. Sie nimmt bei einfachen Salzen eine Größe an, die nach ihrem absoluten Betrag und nach ihrer Konzentrationsabhängigkeit verständlich erscheint. Für Lösungen von Nichtelektrolyten kann man aus dem Sinne der Veränderung der DK bei Auflösung eines Stoffes keine sicheren Schlüsse auf die Größe der

Orientierungspolarisation des gelösten Stoffes ziehen. Es läßt sich in allen betrachteten Fällen nur ein wahrscheinlicher Mindestwert für diese Größe aus der oben angedeuteten Analyse entnehmen; man sieht so z. B., daß Rohrzucker (obwohl er die DK des Wassers erniedrigt) ein merkliches Dipolmoment besitzen muß. In sehr verdünnten Lösungen von Molekülen abnorm großen Momentes scheinen aber doch wenigstens in gewisser Annäherung genauere Abschätzungen möglich zu sein; für Sulfanilsäure enthält man z. B. aus einer Messung von Blüh die richtige Größenordnung des Abstandes der beiden Ladungsmittelpunkte.

SCHEEL.

Nyman. Über die Bestimmung von dielektrischen Verlusten in Isoliermaterialien. ZS. f. Phys. 37, 907—910, 1926, Nr. 12. Die Bestimmung der dielektrischen Verluste von Probestücken und von fertigen Konstruktionsteilen aus Isoliermaterial wird gewöhnlich nach einer Brückenmethode oder nach der direkten Wattmetermethode ausgeführt. Die Hauptvorteile der letztgenannten Methode sind ihre Schnelligkeit und Einfachheit. Sie erfordert jedoch für praktische Zwecke ein Wattmeter für so hohe Spannungen und niedrige Stromstärken, wie es gegenwärtig im Handel kaum zu bekommen ist. Verf. berichtet über Theorie, Konstruktion und Verwendungsmöglichkeiten eines für solche Messungen besonders geeigneten elektrostatischen Wattmeters, mit dem er sehr gute Ergebnisse erhalten hat. Das Instrument ist ein gewöhnliches Quadrantenelektrometer, welches in der Weise geschaltet wird, daß die Spannung zwischen der Nadel und dem einen Quadranten der Spannung proportional ist, die zusammen mit der Stromstärke den gesuchten Effekt gibt. Es mißt genau den im Kondensator verbrauchten Effekt, bei periodischem Verlauf den mittleren Effekt. — Bei der Ausführung des Wattmeters ist es nicht nötig, ein Präzisionsinstrument zu konstruieren, sondern vor allem mit einfachen Mitteln ein Instrument mit für praktische Bedürfnisse genügender Genauigkeit herzustellen. Bezüglich der elektrischen Festigkeit kann verlangt werden, daß das Instrument eine Wechselspannung (effektiv) von 15 kV zwischen der Nadel und den Quadranten aushalten kann. Die Nadel ist zwischen zwei oberen und zwei unteren Quadrantpaaren aufgehängt, wodurch man Symmetrie erhält, ohne daß ein genaues paralleles Einrichten nötig wird. Die Einzelheiten der Konstruktion ergeben sich aus drei Abbildungen, welche das Instrument auseinandergenommen bzw. zusammengesetzt zeigen. Die Ablesung der Ausschläge geschieht mittels Spiegels und Skale. Durch Veränderung eines Hilfswiderstandes können die Verluste in Probestücken von allen in der Praxis vorkommenden Abmessungen und Ausführungen sowohl bei hohen als auch bei verhältnismäßig niedrigen Spannungen mit für praktische Bedürfnisse völlig ausreichender Genauigkeit gemessen werden.

GEYGER.

L. Curtis and A. T. Mc Pherson. Dielectric constant, power factor and resistivity of rubber and gutta-percha. Technol. Pap. Bur. of Stand. 19, 669—722, 1925, Nr. 299. Die vorliegende umfangreiche systematische Untersuchung wurde mit Rücksicht auf die Verwendung der im Titel genannten Materialien für Unterseekabel unternommen. Dabei sollten besonders Einflüsse der Zusammensetzung, des Alters usw. auf Dielektrizitätskonstante (DK), Leistungsfaktor und Leitfähigkeit von Gummi und Guttapercha studiert werden. Das Material ist zu groß, um auch nur auszugsweise im Original mitgeteilt zu werden. Besondere Apparaturen dienten zur genauen Feststellung der Form und Abmessungen der untersuchten Proben. Soweit Feuchtigkeit bei den Messungen von Einfluß sein konnte, wurde auf besonders einwandfreie Trocknung geachtet. Die DK und der Leistungsfaktor hängen zum Teil von der Frequenz ab. Alle in der Arbeit angegebenen Werte beziehen sich auf die Frequenz 1000. Die DK

von Rohgummi ist kleiner als die von Guttapercha. Die Art des Rohgummi hat geringen Einfluß, dagegen zeigen verschiedene Arten von Guttapercha größeren Unterschiede untereinander. Der tiefste Wert der DK für Gummi ist 2,35 und für Gutta, die Kohlenwasserstoffverbindung von Guttapercha, 2,58. Für gut getrocknete Proben von käuflichem Rohgummi wurden Werte von 2,60 erhalten. Guttapercha mit einem Guttagehalt von 57 Proz. zeigt einen Wert von 3,4. Vulkanisierung vergrößert die DK unter gewissem Einfluß der Methode und des Schwefelgehaltes. Akzelerative Zusätze (Bleiglätte, Magnesia usw.) erniedrigen die DK. In Verbindung mit etwas Schwefel führen die Zusätze zu guten mechanischen Eigenschaften ohne wesentliche Änderung der DK. Für Weichgummi werden ebenfalls die Einflüsse verschiedener Beimengungen angegeben. Es ist aber unwahrscheinlich, daß die DK von vulkanisiertem Gummi eine einfache Funktion des Prozentgehaltes von gebundenem Schwefel ist, da Hartgummi eine DK besitzt, die niedriger ist als einige Verbindungen, die nur 8 Proz. Schwefel enthalten. Erweichungsmittel haben keinen großen Einfluß, doch ergeben Füllmaterialien im folgenden Anteil die mit 50 Proz. angegebenen DK-Werte:

Quarz	2,7	Titanoxyd	3,8
Chinesischer Ton	3,3	Zinkoxyd	4,0
Baryt	3,4	Bleiglätte	4,1
Eisenoxyd	3,6	Selen	4,2

Der Effekt ist indessen nicht immer linear, wie aus den folgenden Werten hervorgeht, die mit 70 Proz. Füllmittel erhalten wurden: Zinkoxyd 7,5, Bleiglätte 5,2, Selen 5,0. Kohle ergibt große Änderungen der DK. Mit 20 Proz. Kohle ist der Wert 6,0. Der Leistungsfaktor ist für Rohgummi und Gutta etwa 0,1 Proz. im kleinsten Falle. Bei Guttapercha ist das Verhältnis von Gutta zu Harz maßgebend. Der Faktor wächst mit der letztgenannten Komponente. Einige kommerzielle Proben gaben 1,5 Proz. Vulkanisierung erhöht den Leistungsfaktor, wobei der Grad der Vulkanisierung und der Schwefelgehalt eine Rolle spielen. Die meisten Füllmittel erhöhen den Verlustwinkel, am stärksten Kohle. Für 20 Proz. Kohle erhält man 8 Proz., d. h. einen mehr als 25mal höheren Wert als bei der Grundsubstanz. Für 50 Proz. Gehalt an Füllsubstanz erhält man: Selen 3,7 Proz., Bleiglätte 2,0 Proz., Zinkoxyd 0,7 Proz., Quarz 0,2 Proz. Der Wert für Quarz ist merkwürdigerweise kleiner als der für die Grundsubstanz. Wasser erhöht zunächst den Leistungsfaktor, bei größeren Mengen aber nimmt er wieder schließlich bis zum ursprünglichen Wert ab. Die Leitfähigkeit richtet sich nach dem Ursprung und der Zusammensetzung der Materialien. Sie liegt zwischen 10^4 und 10^{16} Ohm/cm. Weder Vulkanisierung noch Zusätze ändern viel an diesen Zahlen, abgesehen von Bleiglätte, die die Werte um den Faktor 10 erhöhen kann. Kohle dagegen drückt den Wert bei einem Gehalt von 35 Proz. auf 100 herab. Vom Standpunkt der elektrischen Konstanten des Materials kann Gummisolation für Unterseekabel der Guttaperchaisolation als überlegen betrachtet werden.

R. JAEGER

K. L. Hertel. Effect of an electric field on the radiation from hydrogen atoms. Phys. Rev. (2) 27, 804—805, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1544.]

GÜNTHERSCHULZE

H. R. Woltjer and H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. I. On the electrical resistance of pure metals, etc. XIII. On the electrical resistance of Na and K in the temperature region of liquid helium. Comm. Leiden 1926, S. 3—7, Nr. 173. Vgl. diese Ber. 6, 326, 1925.

SCHEEL

P. I. Wold. Hall effect in mono-crystalline copper. Phys. Rev. (2) 27, 817, 1926, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde der Halleffekt in einem Kristall aus Cu von 15 cm Länge und 0,55 cm Durchmesser gemessen. Der Kristall war kubisch mit einer Achse, die nahezu mit der Längsachse des Stabes zusammenfiel. Querkontakte wurden mit Hilfe von Kupferfedern hergestellt, die gegen die Seitenflächen des Stabes gepreßt wurden, während der ganze Stab in einen Halter geklemmt war, der seine Drehung um seine Längsachse ermöglichte. Die Hallkonstante änderte sich bei der Drehung, aber nur um geringfügige unregelmäßige Beträge, die anscheinend auf der Beschaffenheit der Querkontakte beruhten. Wenn die Hallkonstante parallel zu einer Kante des Kristallkubus R_1 und rechtwinklig dazu R_2 ist, so sind die Ergebnisse in Übereinstimmung mit der Beziehung, daß die resultierende Konstante für Zwischenlagen

$$R = R_1 \cos^2 x + R_2 \sin^2 x$$

ist. Bei einem kubischen Kristall ist $R_1 = R_2$.

GÜNTHERSCHULZE.

T. Thorne Baker. The Sensitivity of Selenium Cells. Nature 117, 858—859, 1926, Nr. 2955. Bei der praktischen Verwendung von Selenzellen, insbesondere für photometrische Zwecke, machen sich die bekannten Trägheitserscheinungen oft sehr störend bemerkbar, da die Zelle nicht plötzlich, sondern erst nach einer gewissen Zeit ihren der Belichtungsstärke entsprechenden Widerstand annimmt. A. Korn hat durch Anwendung zweier verschieden empfindlicher, gleichzeitig der Belichtung ausgesetzter und in zwei gegenüberliegenden Zweigen einer Wheatstoneschen Brücke angeordneter Selenzellen die störenden Wirkungen der Trägheit erheblich herabgemindert, eine Anordnung, welche für das Arbeiten mit dem Selenzellenphotometer von großer Bedeutung ist. — Verf. beschickte eine Selenzelle (hergestellt von Kipp & Zonen) anstatt mit Gleichstrom mit einem Wechselstrom, dessen Frequenz größer war als die der Lichtänderungen, und stellte dabei fest, daß die Trägheitserscheinungen so gering werden, daß sie kaum bemerkbar sind. Die Zelle reagiert mit großer Schnelligkeit auf jede Lichtänderung und nimmt beim Aufhören der Belichtung sofort ihren Dunkelwiderstand an. Der die Zelle durchfließende Wechselstrom wird mit bekannten Mitteln gleichgerichtet und dann einem gewöhnlichen Galvanometer zugeführt. Verf. weist darauf hin, daß sich bei einer solchen Anordnung verschiedenartige neue Anwendungsmöglichkeiten der Selenzelle ergeben.

GEYGER.

V. Zworykin. Electrolytic conduction of potassium through glass. Phys. Rev. (2) 27, 813, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wenn ein Natriumkaliumglas benutzt wird, läßt sich auch K in das Innere einer Entladungsröhre durch Elektrolyse nach Warburg einführen (Verf. schreibt die elektroytische Einführung von Na in Entladungsröhren in amerikanischer Unkenntnis der Versuche von Warburg dem Amerikaner Burt zu).

GÜNTHERSCHULZE.

Phyllis Jones and T. J. Jones. The Effect of a Magnetic Field on the Electrical Resistance of Mercury and some Amalgams. Phil. Mag. (7) 2, 176—194, 1926, Nr. 7. Der Effekt eines transversalen magnetischen Feldes auf einen Quecksilberwiderstand ist schon mehrfach theoretisch und experimentell untersucht worden (Nernst, Berndt, Rossi, Nielson, Williams, Jones). Nach Williams besteht dieser Effekt aus zwei Teilen, 1. aus der Widerstandsänderung, die derjenigen bei festen Körpern analog und die proportional dem Widerstand r ist, 2. dem Effekt, der durch die mechanische Wirkung des Feldes auf den Strom, also durch die Bewegung des Quecksilbers hervorgerufen wird.

Die gesamte Widerstandsänderung kann bei nicht turbulenter Bewegung des Quecksilbers aus der Gleichung $\delta R = Ar + Bh^2s/\eta$ berechnet werden, worin A und B Konstanten darstellen, h die Intensität des magnetischen Feldes, η die Viskosität und s das Maß der Längen. Für turbulente Bewegung erhält man kompliziertere Ausdrücke. Nach Nielson ist die Konstante A für eine Feldstärke von 16 Kilogaß nicht größer als $3 \cdot 10^{-6}$. Die Verf. untersuchten Widerstände aus reinem Quecksilber und aus Amalgamen von 0,5 Proz. Wismut bzw. 1,19 Proz. Zink in der Wheatstoneschen Brücke, wobei zwei gleiche Widerstände verglichen wurden, von denen der eine durch das magnetische Feld beeinflusst wurde, der andere nicht. Im Brückenweig befand sich ein Mollisches Galvanometer, das bei einem Skalenabstand von 162 cm für ein Mikrovolt Spannung etwa 6,5 mm Ausschlag ergab. Das magnetische Feld wurde mit Hilfe eines großen kreisförmigen Elektromagnets mit einem Polabstand von 1,65 cm erzeugt und schwankte zwischen $3 \cdot 10^3$ und 10^4 Gauß. Bei Rohren von 1 mm Durchmesser und bei kleineren Stromstärken ist der Widerstandszuwachs annähernd h^2 proportional ($\delta R/R = 4 \cdot 10^{-6}$ bei 10000 Gauß). Der Einfluß der Temperatur entspricht der Änderung der Viskosität. Die untersuchten Amalgame zeigten das gleiche Verhalten wie Quecksilber.

W. JAEGER

K. Arndt. Über die Elektrolyse der Leichtmetalle. Metall u. Erz 23: 302—306, 1926, Nr. 11.

SCHEEL

Kurt Fischbeck. Über den Verlauf der elektrochemischen Reduktion fester Elektroden. ZS. f. anorg. Chem. 148, 97—129, 1925, Nr. 1. Verf. beschreibt den Verlauf der elektrolytischen Reduktion einer Reihe unlöslicher Stoffe in pulverisiertem Zustand (SnO_2 , CuS , CuO , Kupferkies, Graupießglanz und Bleiglanz in H_2SO_4). Er geht dann zur Untersuchung kompakter Elektroden über, als welche er natürliche Kristalle von PbS , FeS_2 , CuFeS_2 , SnO_2 und Sb_2S_3 benutzt. Dabei stellt sich heraus, daß der Nutzeffekt für eine bestimmte Stromdichte konstant ist und mit wachsender Stromdichte abnimmt. Der Anteil des Stromes, der Reduktionsarbeit leistet, J_R , steht in einer logarithmischen Beziehung zum Gesamtstrom J . Da sich für die EMK der Elektrode ein formaler gleicher Zusammenhang mit der jeweiligen Stromstärke errechnen läßt, ist es wahrscheinlich, daß ein einfacher Zusammenhang zwischen der EMK der Elektrode und dem Nutzeffekt besteht, es wird lineare Abhängigkeit wahrscheinlich gemacht. Der Widerstand der Elektrode ist sehr groß und läßt sich infolge von Polarisationserscheinungen nicht messen, deshalb läßt sich über die Richtigkeit dieser Vermutung nicht durch unmittelbare Messung der EMK bei Stromdurchgang entscheiden. Die gemessene Spannung wird stets um den Spannungsabfall in der Elektrode zu groß gefunden. Darum wird die Untersuchung ausgedehnt auf solche Reduktionsvorgänge, die ohne gleichzeitige Entwicklung von H_2 verlaufen, bei denen also $J_R = J$ ist. Als Elektrode benutzt werden Silberbleche mit dünner Anlaufschichten von AgJ , AgBr , AgCl und Ag_2S , so daß also auch der Widerstand der Elektroden verschwindend klein ist. Die Messungen ergeben die vermutete lineare Beziehung zwischen Strom und Spannung. Der Verf. zieht aus seinen Beobachtungen eine Anzahl von Schlüssen auf die Art der Elektrizitätsleitung in den Anlaufschichten und auf den Mechanismus der Reduktion.

JENGER

N. Igarischew. Über die Bedeutung der Hydratation und der Adsorption für den Mechanismus der Entstehung der elektromotorischen Kräfte. ZS. f. Elektrochem. 32, 281—286, 1926, Nr. 6. Die Nernst'schen und Helmholtz'schen Gleichungen der Elektrodenpotentiale gelten nur

ohne Störungserscheinungen (Passivität, Hydratation usw.). Seit der Hydratationstheorie (Fajans, Jones) wird das Elektrodenpotential nicht unbedingt durch die Anzahl freier Ionen bestimmt. Auch die Lösungstension eines Metalls ist für das Ruhepotential nicht allein maßgebend, sonst müßte letztere nur von der Anzahl der Moleküle und nicht von der Natur des Elektrolyten abhängen. Die An- oder Abwesenheit fremder Ionen beeinflusst aber das Elektrodenpotential: z. B. stellt sich das Gleichgewicht desselben durch Zugabe gleichnamiger Ionen schneller ein. Nach Fajans (l.c.), auch Born (Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 533, 1919), werden die Kohäsionskräfte des Kristallgitters bei der Auflösung durch die Hydratationsenergie überwunden. Die Metalloberfläche adsorbiert H_2O , die Moleküldipole des H_2O wenden sich zu den Zn-Atomen, wodurch die Valenzelektronen des Zn gelockert und die Auflösung erleichtert wird. Dieser Oberflächengleichgewichtszustand wird durch Stromschluß zum kontinuierlichen Vorgang gemacht. Den Einfluß fremder Kationen auf das Potential erklärt Verf. durch die Wirkung derselben auf die Adsorption nach der Freundlich'schen Adsorptionsgleichung, deren Logarithmierung $\ln x = \lg K + \frac{1}{n} \ln C$ (x = Konzentration an der Oberfläche), und $\ln x$, als Logarithmus der Konzentration, in die Nernst'sche Formel eingesetzt:
$$E = \frac{R \cdot T}{nF} \ln P - \frac{RT}{nF} \left(\ln K + \frac{1}{n} \ln C \right)$$
 ergibt. Die Abweichung der Konstanten K und $1/n$ von 1 verursacht die mit der Theorie nicht übereinstimmenden experimentellen Werte. Die Vorgänge an Gaselektroden, z. B. H_2 auf Pt, sind auch durch Hydratation der H^+ analog zu erklären. Somit ist die zweifelhafte Annahme der Existenz freier Ionen nicht notwendig. Beim Stromdurchgang kommen durch Entladung der Ionen des Elektrodenmetalls auch andere Kationen der Lösung zur Adsorption, also von größerer in geringere Hydratation. Bei hoher Stromdichte nimmt daher die Oberflächenkonzentration des Metalls ab, wodurch das Elektrodenpotential, die Polarisation oder die Überspannung anwachsen. ST. HANDEL.

Kurt Becker. Die Polarisationskapazität platinierter Pt-Elektroden in wässrigen Lösungen von $K_4Fe(CN)_6 + K_3Fe(CN)_6$. (Verkürzte Dissertation.) ZS. f. Elektrochem. **32**, 305—311, 1926, Nr. 6. Es wurde die Polarisationskapazität platinierter Pt-Elektroden in Lösungen verschiedener Gemische von Ferro- und Ferricyankalium mittels der Wheatstoneschen Brückenordnung bei verschiedenen Summenkonzentrationen und Schwingungszahlen untersucht. Bei hoher Schwingungszahl ist die Polarisationskapazität unabhängig von der Zusammensetzung der Lösung. Ist die Gesamtkonzentration der Lösung gering, so ist die Polarisationskapazität bei verschiedenen Schwingungszahlen konstant. Bei hoher Konzentration gilt als Grenzesetz: $C\sqrt{n} = \text{const}$ (n = Schwingungszahl), welches für verschiedene Verhältnisse: Ferro/Ferri mit zunehmender Summenkonzentration verschieden schnell erreicht wird. Bei mit H_2 beladener Elektrode ist $Cn = \text{const}$. Schlußfolgerung: In Übereinstimmung mit Nernst (Theor. Chem. S. 861) ist für die Ausbildung der Potentialdifferenz die H_2 -Beladung maßgebend. ST. HANDEL.

Erich Rahald. Versuche über den Einfluß eines Gelatinegehaltes des Elektrolyten auf das Ruhe- und Abscheidungspotential des Zinks in Zinksulfatlösung. ZS. f. Elektrochem. **32**, 289—294, 1926, Nr. 6. Die Ausführungen von Isgarischew und Titow (Kolloidchem. Beih. **14**, 25—62), daß bei der Elektrolyse von Zinksulfat mit Zinkelektroden unter Zusatz von

Gelatine ein Maximum der Polarisation bei 0,025 Proz. Gelatinegehalt auftritt konnte nicht reproduziert werden. Dieses Maximum fand sich bei Anwendung derselben Apparatur und in H_2 -Atmosphäre bei 0,005 Proz. Gelatine. Die Bildung von Zinkgelatinekomplexen scheint nicht sichergestellt zu sein, weil durch Begünstigung der Komplexbildung die zu erwartende Abnahme der Zn^{+} -Konzentration nicht eintritt. Die Messungen sind vielen störenden Momenten ausgesetzt (Zeit, Konzentrationsänderung während des Versuchs usw.). Die Polarisationswerte werden auch von Strukturunterschieden, Metastabilität, Dicke der Diffusionsschicht beeinflusst, wodurch Isgarischews und Titows Versuche nicht für beweisbringend angesehen werden können.

ST. HANDEL.

Per K. Fröhlich, George L. Clark und Robert A. Aborn. Die kathodische Abscheidung von Metallen. III. Elektrochemische und X-Strahlenuntersuchungen an Bleiniederschlägen. ZS. f. Elektrochem. 32, 295—305, 1926, Nr. 6. Bei der Prüfung von Bleiniederschlägen wurde die monochromatische Pinholmmethode angewandt. Für sämtliche Proben wurden Kristallogramme für mindestens zwei Neigungen der Probe gegen den Primärstrahl gemacht. Es wurde Blei aus Acetat-, Nitrat-, Borfluorid-, Silicofluorid- und Perchloratlösungen bei Gegenwart bzw. Abwesenheit freier Säure und von Gelatine niedergeschlagen und vom Standpunkte der Potentiale und der Kristallstruktur (durch X-Strahlenanalyse) untersucht. Der praktisch beste Bleiniederschlag entstand aus Perchloratlösung nebst überschüssiger Säure und Gelatinezusatz, bei maximaler kathodischer Polarisation, Fehlen von Dendriten und bevorzugter Orientierung des Kristallkorns, für gegebene Stromdichte mit minimaler Korngröße. Die Korngröße wächst mit der Stärke des Niederschlages und mit dem sauren Elektrolyten in der Reihenfolge: Silicofluorid, Perchlorat, Borfluorid. Sie nimmt mit dem Wachsen der Ansäuerung, des Gelatinezusatzes und der Stromdichte ab. Beim Blei begünstigt letztere die bevorzugte Orientierung (Faserstruktur). Die Polarisation wird durch Gelatine und freie Säure gesteigert. Beim Blei kann die große kathodische Kristallbildungstendenz, wie im allgemeinen, durch Gelatinezusatz verringert werden.

ST. HANDEL.

A. Güntherschulze. Die Energieverteilung zwischen Anode und Kathode der Glimmentladung. ZS. f. Phys. 37, 868—880, 1926, Nr. 12. Aus der Verteilung der durch den Energieverbrauch einer Glimmentladung entstandenen Wärme zwischen Anode und Kathode in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand folgt, daß beim normalen Kathodenfall die durch Kationenstoß unmittelbar auf die Kathode übertragene Energie nur einen geringen Bruchteil der dem gesamten Kathodenfall entsprechenden Energie ausmacht, und daß der größte Teil dieser Energie primär an das Gas im Fallraum als Wärme abgegeben wird und erst sekundär durch Wärmeleitung an die Elektroden, und zwar bei größerem Elektrodenabstand zu einem ganz überwiegenden Teil an die Kathode gelangt. Aus der Verteilung der Wärme zwischen Anode und Kathode bei anomalem Kathodenfall und geringstem Elektrodenabstand folgt, daß die Zahl der Kationen, die an der Kathode erforderlich sind, um im Mittel je ein Elektron abzulösen, mit steigendem Kathodenfall schnell abnimmt. Bei einem Kathodenfall von 2280 Volt bei Fe, 1430 Volt bei Al und 1000 Volt bei Mg ist gerade noch ein Kation nötig, um ein Elektron abzulösen.

GÜNTHERSCHULZE.

W. Braunbek. Zur Theorie der Funkenentladung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 20—21, 1926, Nr. 2. Die Townsendsche Theorie der Stoßionisation wird auf die Erscheinung des Funkenübergangs angewandt. Nach einem kurzen

Überblick über die bisherige Theorie des Funkenübergangs, bei der immer die Bedingungen für einen stationären Ionenstrom aufgestellt wurden, wird versucht, auf rein wahrscheinlichkeitstheoretischer Grundlage das Zustandekommen einer „Ionenlawine“ zu verfolgen. Es ergibt sich dabei, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein in der Funkenstrecke vorhandenes Ionenpaar zum Funken führt, gleich Null ist für alle Spannungen unterhalb einer gewissen Grenze, dem Funkenpotential. Bei höheren Spannungen wächst dann diese Wahrscheinlichkeit kontinuierlich mit der Spannung. Das „Funkenpotential“ tritt aber nur dann streng definiert als Knick in der Wahrscheinlichkeitskurve auf, wenn man als „Funken“ nur unendlich starke Entladungen bezeichnet. Endliche, insbesondere schwache Entladungen sind auch unterhalb des Funkenpotentials möglich. Schließlich ergibt sich auch noch eine Deutung der Erscheinung der Funkenverzögerung, die deren Gesetzmäßigkeiten richtig wiedergibt, aber in den Absolutwerten noch keine befriedigende Übereinstimmung liefert. SCHEEL.

F. M. Penning. Over een gestrieerde ontladingsvorm in Neon. *Physica* 3, 120—125, 1926, Nr. 3. Vgl. diese Ber. S. 995. SCHEEL.

C. del Rosario. Velocity distribution among thermionic electrons in vacuum and in hydrogen atmosphere. *Phys. Rev.* (2) 27, 810—811, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde der Thermionenstrom von einem Wolframfaden zu einem koaxialen Zylinder für verschiedene verzögernde Potentiale einmal im Vakuum, dann in Wasserstoff bei konstanter Fadentemperatur gemessen. Der Heizstrom war ein intermittierender Strom, um den Potentialabfall längs des Fadens während der Messung des Thermionenstromes zu vermeiden. Sein Effektivwert wurde mit Hilfe einer Brückenanordnung auf $\frac{1}{20}$ Proz. konstant gehalten. Die Fadentemperatur lag zwischen 1800 und 1990° abs., der Druck des H zwischen 0 und 0,22 mm Hg. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen folgte dem Maxwell'schen Gesetz sowohl im Vakuum als auch in der Wasserstoffatmosphäre. GÜNTHERSCHULZE.

A. P. Alexeievsky. A new theory of ionic mobilities. *Phys. Rev.* (2) 27, 811, 1926, Nr. 6. ((Kurzer Sitzungsbericht.) Kürzlich hat Loeb gezeigt, daß die Ionen im HCl-Gas wahrscheinlich Molekülhaufen um ein geladenes Molekül sind. Frühere Theorien haben angenommen, daß diese Haufen nur aus wenigen Molekülen bestehen. Verf. zeigt demgegenüber, daß man die Beweglichkeiten der Ionen unter der Annahme berechnen kann, daß das Ion aus einem Tröpfchen von flüssigem HCl besteht, da die elektrischen Kräfte des geladenen Moleküls Kondensation hervorrufen. Wenn angenommen wird, daß die Anziehungskraft zwischen Ion und Molekül durch $f = (D - 1) \frac{e^2}{2\pi N r^5}$ gegeben ist, wo D die Dielektrizitätskonstante, e das Elektron, N die Zahl der Moleküle im Kubikzentimeter und r der Abstand des HCl-Moleküls von der Ladung ist, so läßt sich aus dem Ausdruck $vdp = [(D - 1) \frac{e^2}{2\pi r^2 N}] dr$ unter Anwendung der van der Waalsschen Gleichung der Radius R des Tröpfchens berechnen, das mit dem Gasdruck im Gleichgewicht ist. Wird der so ermittelte Wert des Radius in die Epsteinsche Gleichung für die Beweglichkeit eines geladenen kugelförmigen Tröpfchens in einem elektrischen Felde eingesetzt, so ist diese Beweglichkeit in guter Übereinstimmung mit den für HCl-Ionen beobachteten Beweglichkeiten. Die Gleichungen ermöglichen auch, die Änderung der Beweglichkeit bei Zusatz von Luft zu HCl zu berechnen. GÜNTHERSCHULZE.

Leonard B. Loeb and A. M. Cravath. Molecular structure and the relative mobilities of positive and negative gaseous ions. *Phys. Rev.* (2)

27, 811—812, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Von Loeb wurde kürzlich gezeigt, daß in HCl die Beweglichkeit des negativen Ions geringer ist als die des positiven. Condon sprach die Vermutung aus, daß dieses von der Anwesenheit des H-Kernes im Molekül herrühre, der loser an das Molekül gebunden wäre als bei den meisten Molekülen. In einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung von Hund wird gezeigt, daß sowohl H_2O als auch H_2S die gleiche kritische Anordnung der H-Kerne besitzen wie HCl. Es wurden deshalb Beweglichkeitsmessungen dieser Gase nach der Franckschen Modifikation der Rutherfordschen Methode ausgeführt. Die Beweglichkeit des positiven Ions war in H_2O 0,61 cm/sec/Volt/cm und die des negativen Ions 0,55 cm/sec/Volt/cm. Im Wasserdampf waren die Beweglichkeiten 0,62 und 0,56 cm/sec/Volt/cm. Die Ergebnisse sind also in Übereinstimmung mit der Vermutung. Die Beweglichkeiten wurden relativ zur Beweglichkeit der Luftionen bestimmt, wobei für letztere 1,4 für positive und 1,8 für negative Ionen angenommen wurden.

GÜNTHERSCHULZE

Rabindra N. Chaudhuri. The Motion of Electrons in Gases under Crossed Electric and Magnetic Fields. Phil. Mag. (6) 46, 461—472, 1923, Nr. 273. Mit derselben Versuchsanordnung, die bei früheren Arbeiten benutzt wurde (s. diese Ber. 4, 1452, 1923; 5, 176, 1924), werden die Gase Argon und Kohlenoxyd untersucht. Die prozentualen Restströme sind bei beiden Gasen dem Druck proportional, aber bei Argon sehr viel kleiner als bei CO. Aus ihrem Betrage läßt sich die freie Weglänge der Elektronen in diesen Gasen berechnen. und es ergibt sich, auf 760 mm Druck umgerechnet, für Argon $32,0 \cdot 10^{-5}$ cm, für CO $2,2 \cdot 10^{-5}$ cm, während sich aus der kinetischen Gastheorie die Werte $3,6 \cdot 10^{-5}$ bzw. $3,25 \cdot 10^{-5}$ cm berechnen. Die experimentell ermittelte freie Weglänge in Argon ist also etwa zehnmal größer als die gaskinetische. In CO werden auch Versuche bei variabler beschleunigender Spannung der Elektronen gemacht, aus denen die Ionisierungsspannung des CO zu 10 Volt bestimmt wird.

W. GROTRIAN.

George Glockler. The resonance potentials of helium and double impacts by electrons in helium. Phys. Rev. (2) 27, 423—431, 1926, Nr. 4. In einem Entladungsrohr mit Äquipotentialglühkathode, zwei Drahtnetzen und einer Auffangelektrode (sämtlich aus Pt) werden in sorgfältig gereinigtem Helium die Anregungsspannungen bestimmt. Die Methode des unelastischen Stoßes nach Franck und Hertz, angewandt in einem Druckbereich von 0,13 bis 13,00 mm, ergab für die erste Anregungsspannung $19,87 \pm 0,06$ und für die zweite $20,62 \pm 0,06$ Volt. Die Methode von Lenard, angewandt im Druckbereich von 0,96 bis 2,85 mm, ergab die Werte $19,83 \pm 0,02$ und $20,57 \pm 0,06$ Volt. Die aus dem ultravioletten Spektrum berechneten Werte sind $A = 1 S \rightarrow 2 s = 19,77$ Volt und $B = 1 S \rightarrow 2 S = 20,55$ Volt. Die Differenz der experimentell ermittelten Werte 0,75 (Methode Franck und Hertz) und 0,74 (Methode Lenard) ist in besonders guter Übereinstimmung mit dem zu erwartenden Werte $B - A = 0,78$ Volt. Die Korrektur für Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen wurde nach zwei verschiedenen Methoden mit gleichem Resultat bestimmt. Nach der Methode des unelastischen Stoßes wurden drei weitere kritische Spannungen hervortritt. Die Spannungen werden als Energieverlust bei zwei aufeinanderfolgenden Stößen gedeutet, und zwar ergeben sich aus dem Spektrum folgende Werte: 39,54 Volt = zweimal $1 S \rightarrow 2 s$, 40,32 Volt = $1 S \rightarrow 2 s$ und $1 S \rightarrow 2 S$, 40,89 Volt = $1 S \rightarrow 2 s$ und $1 S \rightarrow 2 P$. Die Differenzen der beobachteten Werte stimmen wieder noch besser als die Absolutwerte.

W. GROTRIAN.

T. R. Hogness and E. G. Lunn. The ionization of nitrogen by electron impact as interpreted by positive ray analysis. *Phys. Rev.* (2) **26**, 786—793, 1925, Nr. 6. Verff. untersuchen nach der schon früher von ihnen angewandten Dempsterschen Methode (*Proc. Nat. Acad. Amer.* **10**, 398, 1924; *Phys. Rev.* **26**, 44, 1925) die durch Elektronenstoß erzeugten Ionisationsprodukte von Stickstoff in Abhängigkeit von Druck und Elektronengeschwindigkeit. Sie erhalten im wesentlichen N_2^+ und N_1^+ und bestimmen deren relativen Anteil an der Gesamtzahl der gebildeten Ionen. Verff. kommen zu dem Ergebnis, daß primär das Molekülion von Elektronen, deren Geschwindigkeit größer als 17,0 Volt ist, erzeugt wird. Das Atomion entsteht bei gaskinetischen Stößen durch Zerfall einer zweiten instabilen Form des Molekülions, deren Bildungspotential bei etwa 24 Volt liegt. Als Beleg führen Verff. an: 1. Der Prozentsatz von N_1^+ wird mit abnehmendem Druck kleiner und nähert sich der Null. Unterhalb 10^{-5} mm Hg sind nur N_2^+ -Ionen vorhanden. 2. Wird unter sonst gleichen Bedingungen He in relativ großer Menge zugesetzt und dadurch die Stoßwahrscheinlichkeit für das instabile N_2^+ -Ion erhöht, so wächst der Prozentsatz von N_1^+ -Ionen sehr stark. Hiermit scheint die Behauptung von Smyth [*Proc. Roy. Soc. London (A)* **104**, 121, 1923; *Journ. Frankl. Inst.* **198**, 795, 1924], daß die Ionen N_2^+ , N_1^+ und N_1^{++} (bzw. N_{2-1}^+) in primärem Prozeß bzw. von 16,9-, 27,7- und 24,1-Volt-Elektronen gebildet seien, widerlegt. — Ein N^{++} -Ion konnten Verff. nur bei den höchsten verwendeten Drucken und auch dann nur in Spuren finden. Einen Beweis für die Existenz des instabilen N_2^+ sehen Verff. in der Arbeit von Storch und Olson (*Journ. Amer. Chem. Soc.* **45**, 1605, 1923) über die Synthese von Ammoniak aus Wasserstoff und Stickstoff im Niedervoltbogen. Dabei ergab sich eine rapide Zunahme der Ausbeute an Ammoniak, sobald die stoßenden Elektronen Geschwindigkeiten von etwa 23 Volt erreichten. Spektraluntersuchungen von Stickstoff nach der Elektronenstoßmethode zeigen, daß die negativen Banden bei 20 Volt, das Linienspektrum dagegen erst bei etwa 30 Volt auftreten (z. B. L. Bloch und E. Bloch, *C. R.* **170**, 1380, 1920; **173**, 225, 1921; Duffendack, *Astrophys. Journ.* **61**, 209, 1925; *Phys. Rev.* **20**, 665, 1922; Duffendack und Duncan, *Phys. Rev.* **23**, 295, 1924). Hiermit bringen Verff. die von ihnen gefundenen kritischen Potentiale von 17 bzw. 24 Volt in Zusammenhang. Als weiterer Beweis für die Existenz des instabilen N_2^+ werden die Untersuchungen von Merton und Pilley [*Proc. Roy. Soc. London (A)* **107**, 411, 1925] über den Einfluß von zugesetzten Edelgasen auf das Linienspektrum von Stickstoff herangezogen. Der Unterschied in der Wirkung von Argon und Helium wird in der Ionisation des leichter ionisierbaren Argons durch Stöße zweiter Art mit den instabilen N_2^+ -Ionen erblickt. Zum Schluß bringen Verff. auf Grund der Vorstellungen von G. N. Lewis eine modellmäßige Darstellung der beiden verschiedenen Molekülionen.

QUARDER.

George Glockler. Predicted Ionization-Potentials of Niton and Hydrofluoric Acid. *Phil. Mag.* (6) **50**, 997—1001, 1925, Nr. 299. Verf. unterzieht die von Turner (*Phil. Mag.* **48**, 1010, 1924) auf Grund einer empirischen Regel über eine lineare Beziehung zwischen Quantendefekt und Atomnummer vorausgesagten Ionisationspotentiale für Nt ($27,5 \pm 1,5$ Volt) und HF ($17,9 \pm 0,5$ Volt) einer Kritik. Unter der Annahme, daß die bei den Untergruppen des periodischen Systems (mit einer Ausnahme: Zn—Cd—Hg) beobachtete Gesetzmäßigkeit Abnahme der Ionisationsspannung mit steigender Atomnummer) auch für Edelgase gilt, ergibt sich für Nt ein Wert von etwa 10 Volt. Einen weiteren Anhalt für diesen Wert findet Verf. in der von Eve (*Nature*, 30. Juni 1921) aufgestellten Regel, daß nämlich das Produkt der Ionisationsspannung in den Atomradius

innerhalb einer Untergruppe eine Konstante ist. Als gaskinetischer Radius von Nt errechnet sich aus dem Diffusionskoeffizienten in Luft der Wert $2,8 \pm 0,25 \text{ \AA.-E.}$ Aus der Eveschen Regel ergibt sich für den noch unbekannten Radius von Nd der Wert $1,29 \text{ \AA.-E.}$ Bei HF führt eine thermochemische Betrachtung über Dissoziationswärme und Elektronenaffinität zu einer Ionisationsspannung von $15,07 \pm 0,7 \text{ Volt.}$ Benutzt man für F die durch Extrapolation von den anderen Halogenen erhaltenen Werte für Dissoziationswärme und Elektronenaffinität, so ergibt sich als Ionisationsspannung für HF der Wert $15,0 \text{ Volt.}$ QUARDER

Irving Langmuir and H. A. Jones. Collisions between electrons and gas molecules. Phys. Rev. (2) 27, 806, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Nach einer bereits beschriebenen Methode (Science 59, 380, 1924) gibt die v, i -Charakteristik eines Zylinders, der eine Kathode in einem Gase von geringem Druck coaxial umhüllt, quantitativ die Wahrscheinlichkeit P (pro Zentimeter Elektronenweg) dafür, daß das Elektron bei 50 bis 290 Volt Energie einen Zusammenstoß einer bestimmten Art erleidet. Die Stöße können elastisch (P_e) oder unelastisch (P_k) sein, und die unelastischen Stöße setzen sich zusammen aus denen, die ionisieren (P_i), und denen, bei denen ein Resonanzpotential E_r Volt übertragen wird. Die Elektronen, welche elastische und Resonanzstöße erleiden, werden durch jeden solchen Stoß nur um kleine Winkel gestreut, die nach dem

Wahrscheinlichkeitsgesetzen verteilt sind, wobei θ_e und θ_r gleich dem $\frac{2}{\pi^{1/2}}$ -fachen des wahrscheinlichsten Ablenkungswinkels in Graden sind. Die Ergebnisse für 100-Volt-Elektronen bei einem Gasdruck von 1000 bar bei 20° C sind:

Gas	P_e	P_k	P_r	θ_e	θ_r	E_r
Hg	19	33	10	14	14	6,7
A	10	14	1,3	14	14	13
He	1,4	2,7	0,9	26	20	20
N ₂	7,8	12,2	3,6	14	18	13
H ₂	4,8	7,1	2,8	14	15	12

GÜNTHERSCHULZE.

C. W. Jarvis. Resonance and ionization potentials in mercury vapor. Phys. Rev. (2) 27, 808, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Anregungspotentiale von Hg-Dampf wurden mit einer Drei-Elektronenröhre und mit Hertzschen Differentialröhren verschiedener Größe gemessen. Folgende Ergebnisse werden mitgeteilt:

Be- rechnet	Franck u. Einsporn	Ver- fasser	Be- rechnet	Franck u. Einsporn	Ver- fasser	Be- rechnet	Franck u. Einsporn	Ver- fasser
1,26	—	1,23	5,28	5,32	5,22	7,69	7,73	7,74
2,26	—	2,21	5,43	5,47	5,37	—	8,05	8,02
2,83	—	2,80	5,73	5,76	5,70	—	8,35	8,33
3,37	—	3,44	—	6,04	6,05	8,81	8,86	8,82
3,70	—	3,80	—	6,30	6,46	9,32	9,37	9,33
4,16	—	4,21	6,67	6,73	6,79	9,52	9,60	9,58
4,66	4,68	4,53	—	7,12	7,13	9,80	9,78	9,90
4,86	4,90	4,97	—	7,46	7,41	—	—	—

Die Deutung der unterhalb 4,68 Volt beobachteten Potentiale ist zweifelhaft. Vielleicht rühren sie von Hg-Molekülen her.

GÜNTHERSCHULZE.

George Kistiakowsky. The ionization potentials of hydrogen and nitrogen on an iron catalyst. Phys. Rev. (2) 27, 808, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ganger und Wolfenden zeigten mit Hilfe von Elektronen, daß der von Nickel absorbierte Wasserstoff Anregungs- und Ionisierungspotentiale hat, die für atomaren Wasserstoff charakteristisch sind. Deshalb wurde H_2 , das von einem Eisenkatalysator absorbiert war, nach einer verbesserten Methode studiert. Der Katalysator wurde durch Reduktion in Wasserstoff hergestellt und enthielt Reste davon. Gefunden wurden die Ionisierungspotentiale 11,1, 13,0, 16,0 und 17,1 korrigierte Werte. Die beiden höchsten gehören zweifellos dem molekularen Wasserstoff und Stickstoff an. 13,0 weicht etwas vom Ionisierungspotential des atomaren gasförmigen Wasserstoffs ab, aber zweifellos braucht die zur Ionisierung eines adsorbierten Gases erforderliche Energie nicht die gleiche zu sein, wie die eines freien Atoms. Diese Energie setzt sich aus der Ionisierungsenergie eines freien Atoms plus Adsorptionsenergie minus Adsorptionsenergie eines freien Atoms durch das Metall zusammen. Die beiden letzten Ausdrücke brauchen nicht gleich zu sein, wenn auch bekannt ist, daß sie sich bei Wasserstoff nicht sehr unterscheiden. Die Ionisierung bei 11,1 Volt wurde nur beobachtet, wenn sowohl der Katalysator als auch Stickstoff zugegen waren, und kommt wahrscheinlich dem atomaren Stickstoff zu, dessen Ionisierungspotential im Gaszustand spektroskopisch auf etwa 11 Volt geschätzt worden ist. Katalytische Kräfte unterdrückten die Ionisierungspotentiale bei 11,1 und 13,0 Volt.

GÜNTHERSCHULZE.

R. Rudy. Collector characteristics in neon and helium. Phys. Rev. (2) 27, 807, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) 70-Volt-Elektronen wurden auf einer Scheibe aufgefangen, nachdem sie in Ne von 0,01 bis 1 mm Druck verschiedene Strecken zurückgelegt hatten. Bei einem verzögernden Felde von mehr als 100 Volt erreichen nur positive Ionen den Faden. Ihre Zahl änderte sich kaum, wenn der Kollektor einige Zentimeter entfernt wurde, und begann dann abzunehmen. Wurde der Kollektor auf gleiches Potential wie die Kathode gebracht, so begann er Primärelektronen aufzunehmen, und es entstand ein Knick in der Charakteristik. Aus der Neigung der Charakteristik ließ sich ihre mittlere Energie für verschiedene Kollektorabstände ermitteln und mit der Theorie der Elektronenzerstreuung vergleichen. Selbst in Edelgasen ist der Energieverlust auch ohne Ionisation und Anregung beträchtlich. Bei höherem Druck verschwand der Knick in der Charakteristik vollständig, der Kollektor befand sich dann in der „positiven Säule“ der Anordnung. Der Strom nahm erst dann kräftig zu, wenn das Potential sich dem Anodenpotential näherte. Bei stärkeren Entladungsströmen störten Raumladungen das Feld.

GÜNTHERSCHULZE.

A. R. Olson and C. H. Meyers. Hydrogenation of ethylene by excited mercury atoms. Phys. Rev. (2) 27, 807, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einer früheren Veröffentlichung zeigten die Verff., daß Äthylen und Wasserstoff miteinander unter Bildung von Äthan reagieren, wenn angeregte Quecksilberatome zugegen sind. Die Reaktionsgeschwindigkeit war der Quadratwurzel des Partialdruckes des molekularen Wasserstoffs proportional, wenn die übrigen Variablen konstant gehalten wurden. Die primäre Reaktion ist also $H_2 = 2H$. Alsdann diffundiert der atomare Wasserstoff aus der Leuchtzone in das Gasgemisch, in dem sich die Reaktion vollzieht. Der Zusatz eines indifferenten Gases wie N sollte die Diffusionsgeschwindigkeit verringern. Diese Wirkung stimmt

qualitativ mit der Vergrößerung der Helligkeit der $\text{H}\alpha$ -Linien bei Gegenwart von N überein, wie sie von Lona beobachtet wurde, und mit der Verringerung der Geschwindigkeit der Wasserbildung aus O_2 und H_2 bei Gegenwart von N, wie sie Mitchell fand. In der vorliegenden Arbeit ließen die Verf. ein Gasgemisch, bestehend aus 2,5 mm N_2 , 4,5 mm H_2 und 1,2 mm C_2H_4 an dem beleuchteten Fenster vorbeistreichen. Die Reaktionsgeschwindigkeit war innerhalb der Grenzen der Versuchsgenauigkeit die gleiche wie ohne Zusatz von N. Unter diesen Umständen muß also jede Erhöhung der Reaktionsgeschwindigkeit durch metastabile Hg-Atome durch eine Abnahme der Diffusionsgeschwindigkeit kompensiert werden. Die Verbreiterung der Absorptionslinie des Hg infolge der Zufügung von N wurde durch ein äußeres, Hg-Dampf enthaltendes Filter untersucht. Es ergab sich, daß sie zu vernachlässigen war.

GÜNTHERSCHULZE.

Helen A. Messenger and Harold W. Webb. Measurement of the increase of metastable atoms in mercury with accelerating voltage. *Phys. Rev.* (2) **27**, 807, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die Strahlung von Quecksilberdampf, der in einer Vier-Elektronenröhre durch Elektronen erregt war, mit Hilfe des photoelektrischen Stromes von einer Nickelplatte gemessen, die für die Strahlung $\lambda = 2537$ nicht empfindlich war. Ein Fenster aus Quarz oder Calcit konnte nach Wunsch in den Raum zwischen den Gittern gebracht werden, um metastabile Atome von der Platte abzuschirmen. Ohne dieses Fenster wurden die typischen Kurven von Franck und Einsporn erhalten, die alle die Knicke zeigten, die jene beiden Forscher fanden. Mit Quarz wurde oberhalb von 5,2 Volt eine ähnliche Kurve erhalten, obwohl der Strom bis auf 10 Proz. oder weniger verringert war. Unterhalb von 5,2 Volt war kein meßbarer Strom vorhanden. Bei Calcit waren die Ströme noch kleiner, die Knicke 5,7, 6,7, 8,05, 8,35 fehlten. Der Unterschied der photoelektrischen Ströme in der Röhre mit und ohne Quarzfenster gibt die Zunahme der metastabilen Atome mit beschleunigender Spannung. Der Unterschied aus den Quarz- und Calcitkurven zeigt das Vorhandensein der Strahlung $\lambda = 2140$ und die lineare Zunahme der Strahlung $\lambda = 1849$ von 6,7 Volt an.

GÜNTHERSCHULZE.

Walter M. Nielsen. The formation of negative ions in mercury vapor. *Phys. Rev.* (2) **27**, 807—808, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde eine ähnliche Methode angewandt, wie die von Mohler (*Phys. Rev.* **26**, 614, 1925). Elektronen, die längs der Achse einer Röhre zwischen zwei Platten flogen, wurden durch ein Magnetfeld von 350 Gauß parallel zur Röhrenachse verhindert, zu streuen. Negative Ionen, die sich durch Anlagerung eines Elektrons an ein Atom oder Molekül bildeten, wurden durch Anlegen geeigneter Spannungen an die Seitenplatten beseitigt. Der Rest des Stromes erreichte eine kreisförmige Platte am Ende der Röhre. Bei einem geringen Felde zwischen den beiden Platten war der negative Ionenstrom gerade eben beobachtbar ($1 \cdot 10^{-10}$ Amp.). Bei stärkeren Feldern nahm der Ionenstrom gewaltig zu und erreichte Sättigung, wenn die Spannung zwischen den Platten auf 3 bis 4 Volt erhöht wurde. Der negative Ionenstrom war von der Größenordnung $9 \cdot 10^{-9}$ Amp., der Gesamtstrom 10^{-7} Amp. Das Verhältnis von negativem Ionenstrom zu Gesamtstrom nimmt mit zunehmendem Beschleunigungspotential bei geringen Potentialen ab, bei 2,7, 4,7, 5,5, 8,8 Volt dagegen zu. Die Ursache des Knickes bei 2,7 Volt ist nicht bekannt, die übrigen Knicke scheinen durch die elektronegativen Eigenschaften eines Quecksilberatoms verursacht zu sein, das ein Elektron in einer metastabilen Bahn hat. Der Gesamtstrom nimmt schnell mit der beschleunigenden Spannung zu und bei 4,9 und 6,7 Volt ab.

GÜNTHERSCHULZE.

W. B. Nottingham. Normal arc characteristic curves depend on the absolute temperature of the anode. Phys. Rev. (2) **27**, 806, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Für die v, i -Kurven gewöhnlicher Lichtbogen in Luft gilt bekanntlich die Beziehung $V = A + B/J^n$, wo V die Spannung, J der Strom des Bogens, A, B und n Konstante sind und n der Temperatur des Siedepunktes des Anodenmaterials direkt proportional ist. Neue Messungen am Wolframbogen von 2 bis 10 mm Länge bei Strömen von 1 bis 10 Amp. ergaben einen mittleren Wert von $n = 1,38$, was einer Siedetemperatur von 5250° abs. entspricht. Für sechs v, i -Kurven für die Bogenlängen 5,0 bis 10,0 mm ergab sich $n = 1,34$, was einer Temperatur von 5100° abs. entspricht und genau mit der Rechnung von Langmuir übereinstimmt. Die nunmehr festgelegten zehn Punkte der geraden Linie $n = 2,62 \cdot 10^{-4} T$ sind:

Anode:	W	Pt	C	CuO	Al ₂ O ₃	NiO	Ag	Pb	Sb	Bi
$T^\circ \text{C abs.}$	5100	4180	3770	2580	2480	2450	2370	1850	1710	1690
n	1,34	1,15	0,985	0,67	0,65	0,64	0,624	0,48	0,46	0,445

Diese Messungen lassen vermuten, daß der Gleichung $V = A + B/J^n$ eine größere Bedeutung zukommt, als lediglich die einer bequemen empirischen Formel.

GÜNTHERSCHULZE.

Contribution à la théorie de l'arc chantant musical. Rev. Gén. de l'Electr. **19**, 855—858, 1926, Nr. 22. Es werden für die Duddellsche Anordnung die Frequenz und die Stromamplitude berechnet. Die Spannung u an irgend einer Stelle der Flammbogencharakteristik ist:

$$u = -h \cdot i + p \cdot i^2 + q \cdot i^3,$$

dabei berücksichtigt der Term h den scheinbaren Widerstand des Flamm Bogens, p die parabolische Form und q die Unsymmetrie der Charakteristik. Die Wärmekapazität der Elektroden, die die Ursache der sogenannten Hysteresis des Flamm Bogens ist, wird durch den Term $1/s$ dargestellt. Durch Einsetzen dieser Werte und verschiedene Umformungen ergibt sich aus der Schwingungsgleichung unter der Annahme rein sinusförmigen Stromes:

$$R \cdot i + L \cdot \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i \cdot dt + u = 0$$

die Frequenz der Schwingungen zu

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{s} \right)}$$

und die Stromamplitude zu

$$A_1 = 2 \sqrt{\frac{h-R}{3q}}.$$

Es werden auch die umfangreicheren Formeln für ω und A_1 angegeben, die man erhält, wenn man die ersten beiden Harmonischen des Stromes berücksichtigt. (Aus Zeitschriftenschau des T. R. A., Referent Decker.) SCHEEL.

H. Barkhausen. Warum kehren sich die für den Lichtbogen gültigen Stabilitätsbedingungen bei Elektronenröhren um? Jahrb. d. drahtl. Telegr. **27**, 150—153, 1926, Nr. 5. Vgl. diese Ber. S. 569 und 863. GÜNTHERSCHULZE.

N. Ernest Dorsey. Lightning. Journ. Frankl. Inst. **201**, 485—496, 1926, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß eine große Zahl der durch Blitze hervorgerufenen

Effekte nicht mit den gewöhnlichen Anschauungen über das Wesen des Blitzes in Einklang gebracht werden können (das Einschlagen in einen von guten Leitern umgebenen Hohlraum, Durchbohren einer Fensterscheibe, Bildung von Kanälen in Sand usw.). In allen diesen Fällen ist das vor Einsetzen des Blitzes an der Einschlagstelle vorhandene Feld sicher nicht maßgebend. Der Blitz führt einen regelrechten Stoß bestimmter Richtung aus. Von dem im Laboratorium studierte Stromtypen hat nur ein Bündel Kathodenstrahlen diese Eigenschaft. Der Verf. denkt sich daher den Blitz ebenfalls im wesentlichen aus einzelnen Kathodenstrahlenbündeln bestehend, etwa in folgender Weise: An einer Stelle wird das elektrische Feld so groß, daß Stoßionisation eintritt. Die entstehenden Elektronen werden beschleunigt, und es wird sich eine Art Elektronenrakete ausbilden, wird diese irgendwo gebremst, so sammelt sich eine große negative Elektrizitätsmenge, welche nun ihrerseits wieder Veranlassung zu einem starken Felde und einer Elektronenrakete geben kann. Die Anwendbarkeit seiner Vorstellung über den Blitz versucht der Verf. an Hand der Diskussion der anfangs erwähnten merkwürdigen Blitzeffekte zu erweisen.

H. BENNDORF.

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. I. Les hétérogénéités thermiques. C. R. 181, 1038—1040, 1925, Nr. 25. Die Annahme, daß Kugelblitze aus konzentrischen isothermen Kugelschalen aufgebaut sind, deren Temperatur bei großer Ausdehnung der Kugeln langsam, bei kleiner schnell nach außen abnimmt, erklärt nicht die verschiedene Art des Verschwindens der Kugelblitze. Nach Ansicht des Verf. kann eine inhomogene Temperaturverteilung zur Erklärung herangezogen werden. Die Leuchtmasse kühlt sich oberflächlich ab, infolge der Zusammenziehung dringen Teile von außen ins Innere, dort wird also ein Gemisch verschieden temperierter Teile entstehen. Der Verf. stellt einige Überlegungen darüber an, wieso in der Leuchtmasse, die er sich merkwürdigerweise als flüssigen Elektrolyten denkt, nicht sofort durch Wärmeleitung ein Temperatúrausgleich stattfindet. Er bespricht ferner den Fall, daß eine zylindrische kältere Masse sich in der Leuchtmasse befindet und an ihrer Oberfläche endet. Im Zylinder finde eine Zersetzung statt, die entstehen lassen Gase bewegen sich nach entgegengesetzter Seite wie der Blitz und erzeugen dessen Schweiß. Liegen aber die kälteren Massen ganz im Innern von wärmeren, so sind alle Arten von Explosionen denkbar.

H. BENNDORF.

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. La couleur. Hétérogénéités chimiques. C. R. 181, 1111—1114, 1925, Nr. 26. Entsteht ein Kugelblitz in einem Gase, das keine organischen oder unorganischen Teilchen suspendiert enthält, so kann ein Beobachter als Farben der reinen Leuchtmasse der Reihe nach die Farben des sich abkühlenden schwarzen Körpers beobachten. Es folgt eine Statistik der beobachteten Färbungen. Die Fälle, in denen verschiedene Färbung an benachbarten Stellen der Leuchtmasse gesehen wurde, seien als Beweis für die heterogene Temperaturverteilung zu betrachten. Die Färbungen, welche außer Weiß, Gelb, Rot beobachtet wurden, seien durch Mischung dieser Farben mit Blau entstanden. Und die blaue Färbung sei durch Verunreinigung der Leuchtmasse mit Schwefel — aufgenommen aus den Eiweißstoffen, die in der Luft suspendierten organischen Teilchen — zu erklären.

H. BENNDORF.

E. Mathias. Contribution à l'étude de la matière fulminante. Les globes noirs et blancs sans lumière propre. C. R. 182, 32—34, 1926. Nr. 1. Bei den schwarzen, grauen und weißen Kugelblitzen ist die im Innern befindliche Leuchtmasse von dichten schwarzen Dämpfen umhüllt, welche teils fest auf

der Masse haften, teils sie umschweben und die innere Leuchtmasse bisweilen durchschimmern lassen, bisweilen sie ganz verhüllen. Einige spezielle Fälle solcher Kugelblitze werden beschrieben. Die Hülle entstehe bei der Verkohlung der aus der Luft aufgenommenen organischen Substanzen und nehme je nach dem Mischungsverhältnis von Wasserdampf und schwarzem Rauch die verschiedenen Farben an. Das Haften der Hülle sei durch elektrostatische Anziehung zu erklären.

H. BENNDORF.

E. Mathias. Contribution à l'étude de la manière fulminante. L'énergie par centimètre cube et par gramme au moment de l'explosion. C. R. 182, 194—197, 1926, Nr. 3. Der Verf. berechnet zunächst aus der in der Blitzbahn erzeugten Jouleschen Wärme die in 1 cm^3 der Entladungsbahn sitzende Energiemenge. Der Spannungsabfall wird zu 10^5 Volt/m, die übergegangene Elektrizitätsmenge zu 1000 Coulomb, der Querschnitt der Entladungsbahn zu 30 cm^2 angenommen. Die Joulesche Wärme beträgt dann 10^8 Joule pro 1 m Länge der Blitzbahn, die Energie pro 1 cm^3 also

$$w = 10^8/3000\text{ J/cm}^3 = 3300\text{ kgm/cm}^3.$$

Die zweite Art der Berechnung stützt sich auf die Angaben von Lohier, der am 14. September 1746 30 bis 35 schwach rot leuchtende, erbsengroße Feuerkugeln auf seinem Schlafrock beobachtete, die nach 5 Minuten erloschen. Der Verf. nimmt an, daß es sich hier um Kugelblitze handelt, die ihre Energie durch Strahlung in demselben Maße abgaben, in dem ihr Radius kleiner wurde. Unter Annahme einer absoluten Temperatur der Kugeln von 1300° , einem Radius von 0,2 cm berechnet der Verf. den Energieinhalt pro 1 cm^3 der Feuerkugel zu $w = 2860\text{ kgm/cm}^3$. Der Verf. glaubt in der Übereinstimmung dieser auf so verschiedene Weise errechneten Zahlen eine Gewähr für ihre Zuverlässigkeit zu erblicken. Schließlich rechnet der Verf. die Energie pro 1 cm^3 um auf die Energie pro 1 g (merkwürdigerweise mittels Division durch das spezifische Gewicht von Luft von 0°C) und findet dafür 5145 kcal/g ; diese Rechnung ist durch einige Druckfehler entstellt.

H. BENNDORF.

Albert Gockel. Über die Ursachen der Schwankungen des luftelektrischen Potentialgefälles. Gerlands Beitr. z. Geophys. 15, 26—37, 1926, Nr. 1. Der von L. A. Bauer gefundene Zusammenhang zwischen Sonnenflecken-tätigkeit und Potentialgefälle legt die Frage nahe, ob die Einwirkung der Sonnenflecken eine direkte ist in der Weise, daß die Sonne Strahlen von der Art der α - und β -Partikeln in unsere Atmosphäre schießt, oder eine indirekte, indem die Sonnenflecken die Verteilung von Luftdruck und Wind beeinflussen und erst diese das Potentialgefälle. Der Verf. kommt zu dem Schluß, daß derzeit ein solcher Einfluß von Luftdruck und Wind, der mit den Sonnenflecken in Beziehung zu setzen wäre, nicht nachgewiesen werden kann; er schließt sich der auch von Schweidler und Benndorf vertretenen Ansicht an, daß der vertikale Leitungsstrom im wesentlichen durch den noch unbekannten Prozeß (Zustrom), der die Erdladung aufrechterhält, bedingt ist und daß die meteorologischen Elemente direkt die Leitfähigkeit und erst mittelbar durch sie das Potentialgefälle beeinflussen.

H. BENNDORF.

H. Rudolph. Polarlicht und Luftelektrizität. S.-A. ZS. f. Geophys. 1, 342—347, 1925, Nr. 8. Die dauernde Kathodenstrahlung der Sonne ist die eigentliche Quelle aller luftelektrischen und erdmagnetischen Erscheinungen und auch die experimentell am besten begründeten bisherigen Theorien haben nur für Begleiterscheinungen und Auslösungsbedingungen

Geltung. Diese vom Verf. seit einem Vierteljahrhundert verteidigte Ansicht wird erneut auseinandergesetzt, besonders anlässlich der Untersuchungen von Vegard (diese Ber. 6, 64, 534, 1925) über die grüne Nordlichtlinie, sowie den von Lord Rayleigh (diese Ber. 3, 390, 1922; 4, 98, 428, 1923; 5, 398, 465, 1924; 6, 571, 1925) und von Dufay (diese Ber. 6, 231, 1925; 7, 1015, 1926) über das Nachthimmelslicht, die alle im Einklang mit der von F. Schmid [Arch. sc. phys. et nat. (4), 39 149, 237, 1915] aus vieljährigen Zodiakallichtbeobachtungen abgeleiteten Staublinse oberhalb der eigentlichen Lufthülle der Erde sind. Die erstere reicht nach Schmid am Äquator bis 4000 km und an den Polen bis 800 km Höhe. Sie wird vom ständigen Zustrom der primären Sonnenelektronen und deren Wiederabfluß nach dem Weltraum hin durchgesetzt, wobei an ihrer unteren Grenze das elektrische Kräftespiel zustande kommt, welches das Polarlicht und die durchdringende Höhenstrahlung, sowie den gesamten luftelektrischen erdmagnetischen Erscheinungskreis veranlaßt. Wo immer hierbei positive Strahler auftreten, sind sie sekundärer Natur und kommen niemals von der Sonne her; ebensowenig wie die durchdringende Höhenstrahlung von der Milchstraße. — Diese von den herrschenden stark abweichenden Ansichten werden zuletzt in drei Leitsätze zusammengefaßt, von denen der erste nochmals den gemeinsamen Ursprung aller luftelektrischen Vorgänge betont, der zweite die Notwendigkeit kosmischer Kraftfelder hervorhebt, ohne welche kein mit erheblicher Ionentrennung verbundener Massentransport auf der Erde gegen die Feldkräfte der getrennten Raumladungen aufrechterhalten bleiben könnte, und der dritte zur Ermittlung der wirklichen luftelektrischen Vertikalströme eine internationale wissenschaftliche Kontrolle des Elmsfeuers in allen Hochgebirgen der Erde für nötig erklärt.

RUDOLPH

P. Idrac. Sur des enregistrements du champ électrique de l'atmosphère jusqu' à 20000 m d'altitude. C. R. 182, 1634—1635, 1926, Nr. 26. Verf. ist es gelungen, am Aerodynamischen Observatorium in Trappes im Mai und Juni 1926 Registrierungen des Potentialgefälles mit Pilotballonen durchzuführen, von denen zwei die Höhe von 13 km, einer sogar 20 km erreichte. Die Anordnung war die folgende: Es wurden zwei mit Bleinitrat getränkte Luntens in einem vertikalen Abstand von mehreren Metern untereinander und isoliert vom Ballon aufgehängt, als Kollektoren benutzt. Diese beiden Kollektoren waren mit dem äußeren und inneren Gitter einer Zweigitterelektronenröhre verbunden, so daß jeder Potentialdifferenz zwischen den Gittern ein bestimmter Glühströmenstrom des Innengitterkreises entsprach. Letzterer wurde mittels eines Milliampereometers gemessen, dessen Zeigerstellung während des Aufstieges photographisch registriert wurde. Durch eigene Versuche wurde festgestellt, daß die beiden Luntenelektroden gleich rasche Kollektorwirkung hatten. Ferner wurde durch fallweise Anbringung der Elektroden in derselben Höhe, aber in einiger Entfernung — horizontal gemessen — festgestellt, daß bei den Aufstiegen kein meßbares Potentialgefälle in horizontaler Richtung bestand. Mit dieser Anordnung gelang es, wie erwähnt, dreimal die Grenzen der Troposphäre zu überschreiten und in das Gebiet der Stratosphäre einzudringen, was bisher bei den Fahrten mit bemannten Ballonen nie möglich war. Bis 9000 m stimmen die erhaltenen Mittelwerte mit den bisherigen Messungen im bemannten Ballon sehr gut überein; das Potentialgefälle nimmt rasch mit der Höhe ab und beträgt im Mittel von sechs bei Tage ausgeführten Fahrten: 10,4 Volt/m in 4 km Höhe, 5,6 Volt/m in 6 km und 2,3 Volt/m in 8 km Höhe. Wie die drei höchsten Aufstiege zeigten, nimmt in größeren Höhen, nämlich an der unteren Grenze der isothermen Schicht, das Potentialgefälle wieder zu und beträgt 30 bis 40 Volt/m.

in 10 bis 12 km Höhe. Auch dort noch bestehen Schwankungen des Gefälles. In noch größeren Höhen nimmt das Gefälle wieder ab: es betrug 12 Volt/m in 16 km, 5 Volt/m in 17 km und 1,2 Volt/m in 20 km Höhe. — Die Versuche, welche von größter Bedeutung für unsere Kenntnis des elektrischen Zustandes der Atmosphäre sind, werden fortgesetzt und durch Leitfähigkeitsmessungen ergänzt werden.

V. F. HESS.

T. L. Eekersley. The constitution of the Heaviside layer. *Nature* **117**, 380—381, 1926, Nr. 2941. Breit und Tuve (*Nature* **116**, 357, 1925) haben bei ihren Versuchen, mittels Interferenz zwischen direkten und an der Heavisideschicht reflektierten Wellen die Höhe dieser Schicht zu bestimmen, festgestellt, daß sie bei Benutzung der Wellenlänge von 600 m keine positiven Resultate erhalten konnten, wohl aber mit kürzeren Wellen. Verf. gibt eine mögliche Erklärung für dieses Mißlingen: Wenn die Höhe der Heavisideschicht gleich der halben Entfernung der Sende- von der Empfangsstation ist (dies war bei den erwähnten Versuchen der Fall), und wenn man, wie es unseren heutigen Vorstellungen entspricht, annimmt, daß die mittlere Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstößen in der an Elektronen und Ionen reichen reflektierenden Schicht groß ist gegenüber der mittleren Schwingungsdauer der Wellen, so wird von einer in der Vertikalebene polarisierten elektrischen Welle deswegen nichts reflektiert, weil die Welle unter 45° dem Polarisationswinkel der Heavisideschicht, eintrifft und dieser Winkel unabhängig von der Frequenz der Welle ist. Bei diesen Versuchsbedingungen würden daher nur die direkten, entlang der Erdoberfläche sich fortpflanzenden Wellen empfangen und keine Interferenz beobachtet werden können.

V. F. HESS.

F. L. Mohler. Excitation potentials of the spectra argon II and neon II. *Science* **63**, 405, 1926, Nr. 1633. [S. 1544.]

GROTRIAN.

H. Rudolph. Die Elektronenemission der Sonne und der Fixsterne. *S.-A. Astron. Nachr.* **227**, 5—14, 1926, Nr. 5425. Es werden die vom Verf. seit mehr als 25 Jahren (z. B. *Meteorol. ZS.*, September 1900, S. 418—419) angeführten Gründe für eine dauernde, negativ-elektrische Korpuskularstrahlung der Sonne ergänzt und die Energiestromdichte derselben im Abstand der Erde von der Sonne wird auf etwa 0,8 Proz. ihrer Wellenstrahlung geschätzt. Weil beide Energiequellen nach der hydrodynamischen Äthertheorie aus der Atomzermalmung durch übergroßen Gravitationsdruck im Kerne von Sonnen entspringen, ist allen Fixsternen eine dauernde Elektronenemission eigen, deren Mitwirkung bei der Sonnenfleckbildung und den elektromagnetischen Erscheinungen, welche das Auftreten der Flecken begleiten, von neuem auseinandergesetzt wird. — Außerdem ergibt sich hierbei eine andere Deutung der geringen Leuchtkraft und der starken Rotverschiebung der Spektrallinien beim Siriusbegleiter ohne die unwahrscheinlich große und ganz vereinzelt dastehende mittlere Dichte von 50 000. Denn auch ein zu klein gewordener und deshalb erkalteter Weltkörper kann durch Aufnahme von kosmischer Materie aus dem Raume die Grenzmasse von Sonnen, bei deren Überschreitung die Atomzermalmung beginnt, wieder erreichen und von neuem erglühen. Ist der umgebende Raum aber sehr arm an kosmischer Materie oder wird damit in erster Linie der Bedarf einer benachbarten Sonne gedeckt, so ist die Massenzunahme beim dunklen Weltkörper eine so langsame, daß er nach Erreichung der Grenzmasse von innen heraus erglüht und alsdann die Erscheinungen bei Liliputanern, wie dem Siriusbegleiter, zeigt. Den Umstand, daß die Erklärung derselben ohne die hydro-

dynamische Äthertheorie auf zwei verschiedenen Wegen zu annähernd der gleichen Scheindichte führt, hält Verf. für Zufall. — Zum Schluß wird auf die einfache Deutung der sonst unverständlichen großen Eigenbewegung bei den frühesten Entwicklungsstadien der Sterne durch den großen Kreislauf von Materie und Energie hingewiesen.

RUDOLPH

N. Rashevsky. The theory of thermionics. Phys. Rev. (2) 27, 810, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Durch Berechnung der „Zustandssumme“ wird ein Ausdruck für die freie Energie eines Metalls abgeleitet. Dabei wird der Umstand berücksichtigt, daß die thermionischen Erscheinungen im wesentlichen Oberflächenerscheinungen sind. Der so erhaltene Ausdruck für die freie Energie wird dann in die allgemeinen Formeln für die Thermionenemission eingesetzt. Die so erhaltene endgültige Formel macht die Tatsache verständlich, daß, während die Konstante A der Richardsonschen Gleichung für reine Metalle fast genau den von Dushman angegebenen universellen Wert hat, sie für Oxyde und absorbierte Häute einen beträchtlich abweichenden Wert besitzt. Ferner wird die Frage nach der Existenz einer elektrischen Doppelschicht auf der Oberfläche eines Metalls und der Einfluß einer solchen Schicht auf die Thermionenemission diskutiert. Es wird gezeigt, daß, während die Existenz einer solchen Doppelschicht aus den Gleichgewichtstheoremen von Schottky folgt, die gleichen Theoreme zu dem Schluß führen, daß die Temperaturabhängigkeit des Moments einer solchen Schicht relativ klein ist. Ihr Wert läßt sich angenähert schätzen.

GÜNTHERSCHULZE

Wilfrid J. Jackson. Secondary emissions from metals due to bombardment by high speed positive ions. Phys. Rev. (2) 27, 809, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein Strahl von K^+ -Ionen aus von Kunsman entdeckten Eisenkatalysatorquelle wurde in einem Faradayzylinder aufgefangen. In die Zylindermündung ließ sich magnetisch eine Scheibe einschieben. Der Unterschied zwischen den mit und ohne eingeschobene Scheibe gemessenen Strömen gab den Betrag der sekundären Emission. An der Scheibe konnte ein magnetisches Querfeld erzeugt werden, das die Emission von Elektronen verhinderte und so die Elektronenemission von der Reflexion der positiven Ionen trennte. Beim Beschießen einer Scheibe aus Mo, die im Vakuum auf $1000^\circ C$ erhitzt und dann vor dem Einbau in den Apparat der Luft ausgesetzt war, ließ sich keine Sekundäremission beobachten, wenn die Energie der auftreffenden Ionen kleiner als 250 Volt war. Bei 350 Volt betrug die Elektronenemission etwa 1 Proz. und nahm dann stetig bis auf 9 Proz. bei 1000 Volt zu. Die Werte hängen etwas von der Vorbehandlung der Scheibe ab. Nach Ausheizen im Vakuum durch Hochfrequenzströme sank die Emission auf ein Drittel der obigen Werte. Die Sekundärelektronen wurden durch verzögernde Felder von 0,25 Volt gebremst. Die Reflexion der positiven Ionen stieg nicht über 2 Proz. Bei Ni wurde die Sekundärelektronenemission bei 400 Volt gefunden und nahm auf 7 Proz. bei 1000 Volt zu.

GÜNTHERSCHULZE

E. O. Hulburt. Experiments on cathode sputtering. Phys. Rev. (2) 27, 805—806, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Versuche mit von einer Kathode zerstäubten Metallteilchen ergaben folgende Tatsachen: Die der Kathode abgewendete Seite einer Glasplatte wird ebensogut von einem Metallüberzug bedeckt wie die ihr zugewandte Seite. Es besteht keine eindeutige Beziehung zwischen der Lage der Glasplatte zur Grenze des Dunkelraumes und dem erzeugten Überzug. Auf den metallischen Überzug werden durch Diaphragmen und Hindernisse manchmal geometrisch scharfe, manchmal verwickeltere Schatten

geworfen. Es ließ sich kein Anhalt dafür gewinnen, daß die Metallteilchen von Glas oder Metallplatten reflektiert werden. In offene Glasröhren treten die Metallteilchen nur bis zu einer Entfernung ein, die ungefähr dem Durchmesser der Röhren gleich ist. Einige von den Teilchen verlassen die Kathode serkrecht zu ihrer Oberfläche und lassen sich infolgedessen durch eine konkave Kathode auf einer Glasplatte zu einem Brennfleck sammeln. Der so gebildete kreisförmige Überzug hat jedoch wider Erwarten ein Loch in der Mitte. In ähnlicher Weise verdichtete zwar eine Hohlzylinderkathode den Überzug zu einem Streifen, aber der Streifen hatte eine niederschlagsfreie Mittellinie. Die Erklärung der verschiedenen Wirkungen wird vielleicht durch die verschiedenen Größen, Geschwindigkeiten und Ladungen der fliegenden Teilchen zusammen mit den verwinkelten Erscheinungen im Innern von Entladungsröhren gegeben. 22 verschiedene Metalle wurden nach der Leichtigkeit ihrer Zerstäubung in eine Reihe geordnet. (Mit welchen Gasen gearbeitet wurde, ist leider nicht argegeben.)

GÜNTHERSCHULZE.

N. A. Smirnow. Zur Theorie der Buchererschen Versuche. Ann. d. Phys. (4) 79, 227—236, 1926, Nr. 3. Der Verf. stellt zunächst die Bewegungsgleichung des Elektrons von variabler Masse auf und leitet hieraus die Gecmetrie der betreffenden Kurve ab. Aus seinen geometrischen Betrachtungen erhält er die nötige Anzahl der Gleichungen zur Bestimmung der Kurvenpunkte. Diese Gleichungen werden durch ein Annäherungsverfahren gelöst. Er bringt dann die berechneten Größen und die experimentellen Verhältnisse in einer Tabelle zusammen. Man ersieht aus dieser Tabelle, daß mit zunehmendem β die gemessenen und berechneten Ablenkungen auseinandergehen, und zwar sind diese Abweichungen der Wirkung der unkompenzierten Elektronen zuzuschreiben. Verf. geht nun eingehend auf das Verhalten der unkompenzierten Strahlen ein. Wenn man die theoretische Kurve der kompenzierten und unkompenzierten Strahlen aufträgt, so zeigt sich, daß die Kurven ziemlich nahe beieinander liegen. Die experimentell erhaltenen Punkte liegen zwischen den theoretischen Kurven. Diese geometrische Darstellung hat lediglich orientierenden Charakter, da die Originalfilme nicht verwandt wurden, sondern nur die Reproduktionen. Im wesentlichen gelangt der Verf. zu dem Resultat von T. Lewis. Des Letzteren Arbeit liefert aber zuverlässigere Werte, weil er das magnetische Spektrum der Radiumstrahler mit berücksichtigt.

A. H. BUCHERER.

Carl Eckart. The conservation of momentum and the width of critical potentials determined by the method of energy loss. Science 62, 265, 1925, Nr. 1603. Verf. weist darauf hin, daß das Versagen der Methode, aus dem Energieverlust schnell bewegter positiver Ionen die kritischen Anregungspotentiale gestoßener Atome zu bestimmen, zurückzuführen ist auf die Aufteilung des Überschusses an kinetischer Energie auf das stoßende und gestoßene Teilchen. Dies führt zu einer Verwischung des kritischen Potentials, derer Betrag der Verf. berechnet.

W. GROTRIAN.

E. Rupp. Interferenzuntersuchungen an Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) 79, 1—34, 1926, Nr. 1. Die Untersuchung hatte ursprünglich das anspruchsvolle Ziel, das Licht aus verschiedenen Teilen des abklingenden Kanalstrahles zur Interferenz zu bringen, was jedoch nicht gelang. Es wurden deshalb folgende Fragen untersucht: 1. Interferenzfähigkeit (Kohärenzlänge) des Lichtes aus verschiedenen Teilen des abklingenden Strahles für $H\beta$ und die grüne Hg-Linie. 2. Interferenzfähigkeit im Umladeleuchten in Abhängigkeit von Gasdruck und

Strahlgeschwindigkeit. 3. Die Gestalt der Wellenfläche des von bewegten Kanalstrahlen emittierten Lichtes. 4. Polarisationszustand des Kanalstrahllichtes. Der Strahl tritt aus der Kathode mit weiter Bohrung durch einen engen Spalt von 1 mm Tiefe und variabler Weite in den Beobachtungsraum. Die Pumpe wirkt im weiten Kanal der Kathode, also nicht im Beobachtungsraum. Diese Anordnung ist nicht zweckmäßig, weil dadurch der Drucksprung am Spalt, der für Abklingungsbeobachtungen notwendig ist, nicht erreicht werden kann. Der horizontale Strahl wird transversal auf einem vertikalen Spalt der Breite a abgebildet, so daß der Spalt von einem kleinen Teil des Strahles Licht erhält. Der Spalt ist längs des Strahles verschiebbar und dient als Lichtquelle für ein Michelsonsches Interferometer. Die spektrale Trennung wird durch Lichtfilter ersetzt. Die Streifenbeobachtung erfolgt visuell. Als größte Kohärenzlänge werden gefunden für H_β 15,2 cm, für die grüne Hg-Linie 62 cm. Die zugehörigen Leucht-

dauern $t' = \frac{L}{c} \cdot 5 \cdot 10^{-10}$ für H_β , $2,1 \cdot 10^{-9}$ für Hg sind als Mindestleuchtdauern

anzusprechen und stimmen der Größenordnung nach mit den auch bei anderen Lichtquellen aus der Kohärenzlänge gewonnenen Zeiten. Beim abklingenden Strahl bleibt diese Kohärenzlänge für H_β bei genügend kleiner Breite a des Spaltes längs des Strahles unverändert erhalten, soweit die Helligkeit des Strahles zur Beobachtung ausreicht. Bei Hg bleibt die maximale Kohärenzlänge höchstens bis zu 0,4 cm vom Kathodenspalt erhalten und nimmt dann fast sprunghaft ab. Diese Beobachtung ist bemerkenswert, wenn auch nicht recht erklärlich. Die Sprungstelle liegt um so näher an der Kathode, je kleiner die Strahlgeschwindigkeit ist, und fällt offenbar mit der Gegend zusammen, in der Neuanregungen und ruhendes Leuchten gegenüber dem Abklingleuchten vorzuherrschen beginnen. Die Messung der Strahlgeschwindigkeit erfolgt interferometrisch durch Anvisieren unter 45° zur Geschwindigkeitsrichtung und Beobachtung des Dopplereffektes. Aus den auftretenden Nullstellen der Interferenzen kann die Breite des Dubletts ruhend—bewegt ermittelt werden. Durch Division der Strahlänge l , auf der die maximale Kohärenzlänge erhalten bleibt, durch v erhält Verf. eine Zeit $t = 2 \cdot 10^{-8}$ sec für Hg und $2,8 \cdot 10^{-8}$ sec für H_β , die mit den von W. Wien gefundenen Werten der Leuchtdauer aus der Abklingung der Größenordnung nach übereinstimmt.

RÜCHARDT

A. L. Klein. The secondary emission from a nickel surface due to slow positive ion bombardment. Phys. Rev. (2) 26, 800—806, 1925, Nr. 6. Von einem mit AlPO_4 bedeckten Mo-Draht gehen positive Ionen beschleunigt durch Schlitze zweier koaxialer Ni-Zylinder und treffen auf einen dritten Ni-Zylinder T („target“) auf. Vor diesem Auftreffzylinder befindet sich in geeigneter Lage ein vierter Ni-Zylinder C' , der dazu dient, die beim Auftreffen der primären Ionen auf T reflektierten sekundären Ionen bzw. die dabei ausgelösten Elektronen aufzufangen. Beigegebene Kurven zeigen das Verhältnis des Sekundärstromes zum Primärstrom in Abhängigkeit vom Potential des Auffangzylinders C für verschiedene Ionengeschwindigkeiten. Der Elektronenstrom zeigt einen Sättigungswert, wenn das Potential des Zylinders C etwa 25 Proz. höher als das die Ionen beschleunigende Potential ist. Aus dem steilen Anstieg der Kurven ersieht man, daß die Sekundärelektronen zumeist Geschwindigkeiten zwischen 0 und 2 Volt haben. Der Sättigungsstrom der sekundär ausgelösten Elektronen steigt in dem beobachteten Bereich etwa mit dem Quadrat der primären Ionenenergie und erreicht etwa 22 Proz. des primären Ionenstromes bei etwa 380 Volt Ionen-geschwindigkeit. Eine massenspektrographische Untersuchung der zur Anwendung gekommenen Ionen wird in Aussicht gestellt.

QUARDER

G. E. M. Jauncey and A. L. Hughes. Radiation and the disintegration and aggregation of atoms. Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 169—173, 1926, Nr. 3. Die sogenannten Millikanstrahlen — in Deutschland lange vordem bekannt als durchdringende Höhenstrahlung — haben nach Comptons Formel ein Wellenlängenbereich von 0,0004 bis 0,00067 Å, nach der Formel von Jauncey 0,0024 bis 0,0032 Å. Im Anschluß an die Hypothese, daß diese kurzwellige Strahlung bei dem Zerfall oder der Bildung von Atomen entsteht (bereits vor Millikan schon von anderen, z. B. von A. v. Antropoff, ausgesprochen), werden verschiedene Fälle diskutiert, und zwar: ein Proton und ein Elektron, ein Proton und zwei Elektronen, zwei Protonen und ein Elektron, vier Protonen und zwei Elektronen, die einen Heliumkern bilden. Für diesen letzten Fall errechnet sich $\lambda = 0,00043$ Å. Über die Voraussetzungen und deren Erfüllung siehe die Originalarbeit.

R. JAEGER.

H. R. Woltjer. Magnetic researches. XXVII. Magnetic properties of some paramagnetic chlorides at low temperatures. Comm. Leiden 1926, S. 11—19, Nr. 173. Vgl. diese Ber. S. 1080—1081.

R. H. Woltjer and H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. Z. Magnetic researches. XXVIII. Magnetisation of anhydrous CrCl_3 , CoCl_2 and NiCl_2 at very low temperatures. Comm. Leiden 1926, S. 23—29, Nr. 173. Vgl. diese Ber. S. 1080.

Suzanne Veil. Réactions magnétochimiques des hydroxydes en présence de l'eau oxygénée. C. R. 182, 1146—1148, 1926, Nr. 19. SCHEEL.

Louis Blane. Über das magnetische Oxyd des Chroms. Bull. Soc. Chim. de France (4) 39, 718—722, 1926. Durch magnetische Messungen an Oxyden des Chroms wurde festgestellt, daß die magnetischen Eigenschaften sich proportional der O_2 -Menge, welche das Gemisch zu entwickeln vermag, verschieben. Diese Eigenschaften wurden einem Oxyd der Zusammensetzung $m\text{CrO}_3$, $n\text{Cr}_2\text{O}_3$ zugeschrieben, welches aber nicht isoliert werden konnte. Verf. glaubt, daß dieselben auf ein Cr_5O_9 μ zurückzuführen sind, welches bei der vorsichtigen Umwandlung des Cr_5O_9 α in das Cr_5O_9 β entsteht. χ ist im Mittel 6,6 (für Fe_3O_4 7,4).

*ENSZLIN.

L. W. Mc Keehan and P. P. Cioffi. Magnetostriction in permalloy. Phys. Rev. (2) 27, 817, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die untersuchten Proben waren sorgfältig angelassene Drähte von Eisen, Nickel und Permalloysorten, die 46 bis 89 Proz. Nickel enthielten. Die Änderungen in der Magnetisierung wurden ballistisch gemessen. Die Längenänderungen wurden durch einen mechanischen Hebel, einen optischen Hebel, einen vielfachen Spalt, eine Photozelle und ein empfindliches Galvanometer auf das Zweimillionenfache vergrößert. Die Messungen wurden mit und ohne Zugspannungen ausgeführt. In allen Fällen war die Geschwindigkeit der Zunahme der Magnetostraktion mit der Magnetisierung null bei der Magnetisierung null. Permalloy mit weniger als 81 Proz. Ni dehnte sich bei der Magnetisierung aus, mit mehr als 81 Proz. Ni zog es sich zusammen. Zugspannungen verringerten die Ausdehnung und vergrößerten die Kontraktion. Die Theorie der Atommagnetostraktion (Phys. Rev. 26, 274, 1925) erklärt die neuen Resultate und führt zu der Annahme, daß die Einstellung der magnetischen Achse von Eisen- und Nickelatomen genau wie bei der Anwendung magnetischer Felder auch durch mechanische Zugbeanspruchung innerhalb der Elastizitätsgrenze bewirkt werden kann. Änderungen des elektrischen Widerstandes stützen diese Anschauung.

GÜNTHERSCHULZE.

F. Baldet, V. Burson et H. Grenat. Sur la perturbation magnétique et l'aurore boréale du 14 avril 1926. C. R. 182, 962—963, 1926, Nr. 16. Die Magnetographen des Observatoriums in Meudon betätigen eine Signalvorrichtung, die im naheliegenden physikalischen Laboratorium eine Klingel in Aktion setzt, wenn die Magnetonadel ungewöhnlich starke Ausschläge macht. Das war am 14. April 1926, 14h der Fall. Daraufhin wurde sofort eine Durchmusterung der verschiedenen Schichten der Sonne mit dem großen Spektroheliographen vorgenommen. Das Auftreten eines Nordlichtes am Abend schien dem Verf. wahrscheinlich. Tatsächlich wurde ein vertikal orientierter Nordlichtstrahl (Höhe 300 bis 35°) um 20h 52m durch 45 Sek. hindurch beobachtet, wobei gleichzeitig die Magnetonadel einer starken Ablenkung nach Ost unterworfen war. 0h 25m trat ein nochmaliger, noch kräftigerer Ausschlag der Nadel nach Osten ein. Zur Zeit dieser magnetischen Anomalie wurde der Himmel nicht beobachtet. Als wesentlich wird die zeitliche Koinzidenz der direkt beobachteten Nordlichterscheinung mit dem magnetischen Gewitter hervorgehoben. Nach der spektroheliographischen Beobachtung waren Sonnenflecken und -fackeln eher schwach ausgebildet. Nach Deslandres unterliegen die magnetischen Gewitter des Jahres 1926 einer eigentümlichen Periodizität. Fängt man mit dem ersten magnetischen Gewitter des Jahres 1926, 13. Januar, 21h 20m, zu zählen an, so sind die Zeitintervalle der sieben ersten magnetischen Gewitter Vielfache von $R/6$, wenn R gleich ist der synodischen Rotationsdauer der Sonnenflecken ($R/6 = 4d\ 13h\ 20m$). Die beobachteten Intervalle waren das 0., 1., 2., 3., 9., 11. und 12. Vielfache von $R/6$. Das hier besprochene magnetische Gewitter hatte gegen das letzte vorangehende vom 9. März einen Zeitabstand von $8 R/6$, gegen den 13. Januar (Nullpunkt) war eine Zeit von $90d\ 16h\ 40m$ verstrichen, während $20 R/6$ gleich $91d\ 2h\ 25m$ wären.

CONRAD-Wien

H. Deslandres. Distribution dans le temps des perturbations magnétiques terrestres, et répartition correspondante dans le Soleil des régions qui émettent un rayonnement corpusculaire. C. R. 182, 1301—1305, 1926, Nr. 22. Nachdem seit 1923 die Zahl der Sonnenflecken anwächst und sich die gesteigerte Sonnenaktivität auch durch zahlreiche magnetische Gewitter und Polarlichterscheinungen selbst in unseren Breiten verrät, hat Verf. zunächst für 1925 und 1926 nach einer Periodizität in diesen Erscheinungen gesucht und gefunden, daß die magnetischen Gewitter in der letzten Zeit anscheinend in Intervallen aufeinander folgen, die etwa einem Vielfachen von einem Sechstel der mittleren synodischen Umlaufzeit der Sonnenflecken ($27\frac{1}{4}$ Tage) entsprechen. Verf. stellt sich vor, daß die Sonne, ähnlich wie ein Glaskörper von kreisförmigem Querschnitt bei der Abkühlung im Sinne des Durchmessers eines eingeschriebenen Sechsecks Sprünge erhält, so daß sechs gleiche, durch Meridiane getrennte Sektoren entstehen. Er denkt sich, daß von diesen Sprunglinien eine besonders lebhafte Korpuskularstrahlung ausgeht. Nach dieser Hypothese müßte also diese je nach der solaren Längenlage der Emissionsstelle periodische magnetische Störungen auf der Erde erzeugen. Um die Hypothese zu prüfen, hat Verf. die magnetischen Gewitter der letzten zwei sonnenfleckreichen Jahre nach ihrer Intensität tabellarisch geordnet, klassifiziert und die jeweilige Stellung der Sonne hinsichtlich ihrer Eigenrotation notiert. Bezüglich der starken und kurz verlaufenden magnetischen Gewitter der Jahre 1925 und 1926 scheint die Hypothese des Verf. recht gut zu stimmen. Sie treten zu Zeiten auf, welche Vielfachen des Sechstels der Sonnenrotationsdauer R entsprechen. Die übrigen, schwächeren und schwächsten magnetischen Gewitter scheinen in Intervallen vorzukommen, die mit $R/12$ bzw. $R/24$ in Zusammenhang

stehen. Verf. berichtet, daß auch bezüglich der magnetischen Gewitter des sonnenfleckenreichen Jahres 1882 ähnliche Gesetzmäßigkeiten bestehen. Verf. hofft, durch Ausbau seiner Hypothese auch die eljährige Periode der Sonnenfleckenhäufigkeit erklären zu können. Er stellt sich vor, daß die Korpuskularstrahlung die primäre Ursache sei: diese sei im Anwachsen begriffen, bis die tieferen und stärker ionisierten, vielleicht auch stärker radioaktiven Schichten an die Oberfläche gelangen; die Stellen, an welchen Emission von Korpuskularstrahlung stattfindet, seien auf der Sonne ziemlich gleichmäßig verteilt, und zwar auf der Oberfläche und den darunter gelegenen drei Schichten, von denen nach der Hypothese des Verf. die unterste Schicht die aktivste ist. Die Behandlung dieser Emissionshypothese ist einer zukünftigen Mitteilung vorbehalten. V. F. HESS.

Jakob Kunz. The Zeeman effect, the Stern-Gerlach experiment and the magneton. Phys. Rev. (2) 27, 817—818, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1561.] GÜNTHERSCHULZE.

B. Cabrera. Le magnétisme et la structure de l'atome et de la molécule. Journ. de phys. et le Radium (6) 6, 241—258, 273—286, 1925, Nr. 8 u. 9. [S. 1467.]

L. C. Jackson. Atomic Structure and the Magnetic Properties of Coordination Compounds. Phil. Mag. (7) 2, 86—96, 1926, Nr. 7. [S. 1488.] GERLACH.

John B. Taylor. Magnetic moments of the alkali metal atoms. Phys. Rev. (2) 27, 817, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1489.] GÜNTHERSCHULZE.

D. Wicker. Berechnung der Kopplungskoeffizienten für einige besondere Fälle der gegenseitigen Induktion. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 24, 35—40, 1924, Nr. 2. Im Anschluß an eine frühere Arbeit des Verf. über die Berechnung von Kopplungskoeffizienten für zwei Spulen gleicher Form (Jahrb. d. drahtl. Telegr. 21, 1921, Nr. 6) werden jetzt Kopplungskoeffizienten für Spulenpaare berechnet, von denen die eine Spule eine andere Form als die zweite hat. Zunächst werden Spulen betrachtet, welche gleiche Länge, aber verschiedenen Durchmesser haben, so daß sie übereinander geschoben werden können; dasselbe wird ausgeführt für rechteckige, übereinander zu steckende Spulen. In diesen Fällen ist der Kopplungskoeffizient abhängig vom Verhältnis der Durchmesser der beiden Spulen und von bestimmten Funktionen der Induktivität jeder Spule. Für rechteckige Spulen gehen statt des Durchmessers die Seitenlängen der Spulen in die Formeln ein. Für den allgemeineren Fall, daß die Spulen verschiedene Länge haben, werden ebenfalls die Kopplungskoeffizienten ermittelt. Die Formeln erscheinen ziemlich umständlich, doch können sie auf ein bestimmtes einfaches Schema zurückgeführt werden. Diese Grundformel enthält die früher betrachteten Fälle einbegriffen. Einige Zahlenbeispiele werden zum Schluß durchgerechnet; die Berechnung geschieht mit elementaren Hilfsmitteln. BOEDEKER.

O. Lossew. Oszillierende Kristalle. ZS. f. Fernmeldetechn. 7, 97—100, 1926, Nr. 7. In einer früheren Arbeit (ZS. f. Fernmeldetechn. 6, 132, 1925, Nr. 9) hat Verf. über die Benutzung eines oszillierenden Detektors für den Heterodyneempfang und über seine Verwendung zur Verstärkung unter Angabe der entsprechenden Schaltungen berichtet. In vorliegender Arbeit werden kurz die Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen über den oszillierenden Detektor dargestellt und anschließend ein Versuch einer Erklärung des Vorgangs gegeben. — Es wurden etwa 80 Mineralien und Legierungen auf ihre Verwendungsmöglichkeit als Schwingdetektoren geprüft. Als der am besten schwingende Detektor zeigte

sich die Kombination Stahlspitze (—) — Zinkit (+). Weniger gut ist der Kontakt aus einer Stahlspitze mit Zinnstein, Pyrit, Bleiglanz, Pyrotit, Bormit, Carborundum oder Kowelit. Die Fähigkeit zur Erzeugung von Schwingungen durch die verschiedenen Kombinationen hängt in hohem Maße von der Polarität der an den Kontakt angelegten Gleichspannung ab. Gewöhnlich ist sie bei den Mineralien, die nach ihrer chemischen Struktur Oxyde sind, besser, wenn an das Mineral ein positives Potential angelegt wird. Bei Schwefelverbindungen ist es oft besser, ein negatives Potential an das Mineral und das positive an die Spitze des Kontaktes zu legen. Die Eigenschaft des Zinkits, zur Erzeugung von ungedämpften Schwingungen zu dienen, läßt sich dadurch bedeutend verbessern, daß man das Material im elektrischen Ofen behandelt. Auf diese Weise bekommt man oszillierende Kristalle, die für praktische Zwecke besonders geeignet sind. — Zur Darstellung der Theorie der Wirkung eines oszillierenden Kristalls nimmt Verf. an, daß parallel zu dem großen Ohmschen Widerstand des Detektors eine mikroskopische Entladung entsteht. Es wurde daher versucht, auf irgend eine Weise die angenommene Glimmentladung zwischen Spitze und Kristall unter dem Mikroskop zu beobachten. Es sind zwei mikrophotographische Aufnahmen, 109mal vergrößert, von dieser Erscheinung wiedergegeben. Das Arbeiten des Carborundumdetektors zeigt sich von dieser Leuchterscheinung abhängig. Das Leuchten kann noch bei durch den Kontakt fließenden Strömen von nur 0,1 Milliamp. beobachtet werden. — Die durch den Zinkitdetektor erzeugten Schwingungen wurden bei Niederfrequenz mittels eines Schleifenoszillographen untersucht. Die so erhaltenen Schwingungskurven sind wiedergegeben. Sie sind den Schwingungen zweiter Art des Lichtbogens ähnlich. Im weiteren Verlauf der Arbeit stellte Verf. fest, daß fast alle Betrachtungen über die Entstehung der elektrischen Schwingungen bei einem gewöhnlichen Lichtbogen und bezüglich der dynamischen Charakteristik ohne weiteres auf den oszillierenden Detektor angewendet werden können. Die kürzesten elektrischen Wellen, die bisher vom Verf. von einem Zinkitdetektor erhalten werden konnten, haben eine Länge von 24,3 m (Schwingungsfrequenz: $12,3 \cdot 10^9$). Die Tatsache der Erzeugungsmöglichkeit solcher hochfrequenter Schwingungen zeigt, daß die Trägheit der Vorgänge, die im oszillierenden Kontakt vor sich gehen, eine sehr geringe ist. — Ein ausführliches Literaturverzeichnis ist am Schluß der Arbeit beigelegt.

GEYGER.

W. Runge. Grundsätzliches über Zwischenfrequenzverstärkerschaltungen. Telefunken-Ztg. 1926, S. 63—67, Nr. 42, Januar; Jahrb. d. drahtl. Telegr. 27, 169—172, 1926, Nr. 6. Große Störungsfreiheit und hohe Verstärkungsmöglichkeit sind die Hauptvorteile des Zwischenfrequenzempfanges. Die Verfahren der Zwischenfrequenzbildung, bei denen im wesentlichen eine Beeinflussung des Aufnahmekreises durch den Überlagerer verhindert werden muß, werden angegeben und anschließend einige Zwischenfrequenzverstärker beschrieben.

BAREISS.

Piezo crystal control. Electrician 96, 524, 1926, Nr. 2503. Die Fremdsteuerung einiger Sender der nordamerikanischen Station KDKA wird kurz beschrieben. Der piezoelektrische Kristall ist mit einer 5-Watt-Röhre in Selbsterregung geschaltet und steuert über zwei Stufen von 250- bzw. 500-Watt-Röhren die mit dem Antennenkreis gekoppelten Energieröhren. Die Vermeidung von Rückkopplung und Selbsterregung des ganzen Systems bereitete Schwierigkeiten.

A. SCHEIBE.

E. O. Hulburt. Piezoelectric quartz oscillators coated with metallic films. Phys. Rev. (2) 27, 814, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht). Neuere

Versuche haben gezeigt, daß ein piezoelektrischer Quarzkristall, dessen Seitenflächen mit Überzügen aus Pt, Cu oder anderen Metallen bedeckt sind, in einem geeigneten Hochfrequenzkreis als Generator kontinuierlicher elektrischer Schwingungen verwandt werden kann. Die elektrische Verbindung wurde durch Anlöten feiner Drähte an die Metallüberzüge oder durch Bürsten hergestellt. Die natürliche Eigenfrequenz wurde durch die Metallüberzüge nur wenig geändert, wie ausführliche Untersuchungen ergaben.

GÜNTHERSCHULZE.

C. B. Jolliffe and Grace Hazen. Establishment of radio standards of frequency by the use of a harmonic amplifier. Phys. Rev. (2) 27, 815—816, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine vom Bureau of Standards (und von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt) benutzte Methode zur Festlegung der Wellenlänge von Hochfrequenzschwingungen besteht in dem Fortschreiten von Hörfrequenz zu Hochfrequenz mit Hilfe der harmonischen Oberschwingungen. Die Hörfrequenzschwingungen werden durch einen Verstärker geleitet, der sie verzerrt und so Oberschwingungen erzeugt. Mit Hilfe abgestimmter Schwingungskreise wird eine bestimmte Oberschwingung herausgefiltert, die ihrerseits wieder als Grundschwingung für die Wiederholung des Verfahrens dient.

GÜNTHERSCHULZE.

J. H. Dellinger, C. B. Jolliffe and T. Parkinson. Cooperative investigation of radio fading. Phys. Rev. (2) 27, 816, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verff. berichten über das vom Bureau of Standards in Verbindung mit einer Anzahl amerikanischer Universitäten und anderer Institute eingeschlagene Verfahren zur Untersuchung des Fadingeffektes. Ergebnisse werden nicht mitgeteilt.

GÜNTHERSCHULZE.

R. C. Colwell. Reception currents from a loop antenna. Phys. Rev. (2) 27, 816, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wenn angenommen wird, daß die Schwingungen in den vier Seiten einer Schleifenantenne auf den Schwingungen einer Reihe schwingender Dipole aufgebaut sind, so gibt eine Integration längs der Schleife den resultierenden Vektor für irgend einen Punkt im Raume. Für die beiden vertikalen Seiten der Schleife hat die elektrische Intensität die Form

$$E_{\theta} = \left(2J \operatorname{tg} \frac{\theta}{c r_0} \right) \left(1 - \cos 2\pi h \cos \frac{\theta}{\lambda r_0} \right)^{1/2} \left(1 - \cos \frac{2\pi a \lambda}{\lambda r_0} \right)^{1/2}.$$

Diese Gleichung zeigt, daß eine Schleife oben in der Luft ebensogut einen Richtungseffekt besitzt wie auf dem Erdboden. Wird über eine vertikale und eine horizontale Seite integriert, so ergibt sich die elektrische Feldstärke einer gebogenen Antenne. Die entsprechende Gleichung ist

$$E'_{\theta} = \frac{Jc}{r_0} [(A + B \cos \alpha)^2 + (C + D \cos \alpha)^2]^{1/2}$$

os α wechselt sein Vorzeichen, wenn der Azimut 90° ist, so daß ein Richtungseffekt auch in diesem Falle vorhanden ist, und zwar ist die Intensität am größten für das Azimut 180° und am kleinsten für das Azimut 0° .

GÜNTHERSCHULZE.

August Hund and H. B. De Groot. Radio-frequency resistance and inductance of coils used in broadcast reception. Technol. Pap. Bur. of Stand. 19, 651—668, 1925, Nr. 298. Es wird eine Auswahl der in der Radio-technik gebräuchlichen Spulenformen in bezug auf wirksame Selbstinduktion und wirksamen Widerstand in Abhängigkeit von der Frequenz untersucht. Das Meßverfahren benutzt eine Differentialschaltung, deren einer Zweig die zu unter-

suchende Spule in Reihe mit einem Drehkondensator enthält, während im anderen ein regelbarer Normalwiderstand liegt. Das Nullinstrument liegt im Sekundärkreis des Differentialtransformators. Die Einstellung erfolgt durch Resonanzabstimmung am Drehkondensator auf die Erregerfrequenz und durch Einstellung des Normalwiderstandes. Gemessen wurde in einem Frequenzbereich von 200 bis 1500 Kilohertz ($\lambda = 1500$ m bis $\lambda = 200$ m): 1. wirksame Selbstinduktion, 2. Wirkwiderstand, 3. relative Widerstandserhöhung, 4. Zeitkonstante, 5. relative Abnahme der Zeitkonstante. Da der Einfluß des Hauteffektes auf die Selbstinduktion bei den untersuchten Spulen klein ist gegen den der Spulenkapazität, so wäre aus den Kurven 1 ein Näherungswert für die Spulenkapazität leicht zu ermitteln gewesen. Da auch in den übrigen Kurven der Einfluß der Spulenkapazität nicht eliminiert ist, so sind die Resultate nicht ohne weiteres vergleichbar, da die Spulen naturgemäß verschiedene Kapazität besitzen. Zu beachten ist ferner, daß in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle praktischer Anwendung solcher Spulen nicht die Spulenkapazität als solche widerstandserhöhend wirkt, sondern nur ihre Ableitung. Die Ergebnisse zeigen im großen und ganzen die Überlegenheit (d. h. die geringere Dämpfung) von einlagigen Zylinderspulen und ähnlichen Formen, sowie von Flachspulen über die mehrlagigen Spulen, auch solche mit Stufenwicklung, sowie über die maschenartig gewickelten Spulen (Honigwabenwicklung), soweit es sich um hohe Frequenzen handelt. Litze erwies sich im untersuchten Frequenzgebiet durchweg als besser wie Volldraht, doch scheinen oberhalb von 1500 Kilohertz andere Verhältnisse Platz zu greifen. Einige gerissene Einzeldrähte der Litze haben wenig Einfluß auf den Widerstand. Die Drahtstärke kann, je nach der verwendeten Frequenz, in verschiedenem Sinne wirken. Von Bindemitteln erwies sich Kollodium besser als z. B. Schellack oder Paraffin.

ZICKNER

L. B. Turner and F. T. Best. The optimum damping in the auditive reception of wireless telegraph signals. Journ. Inst. Electr. Eng. 63, 493—501, 1925, Nr. 341. Die Arbeit berichtet über experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der günstigsten Dämpfung eines Empfängers beim Hörempfang ungedämpfter Telegraphiezeichen. Beobachtet wurden sechs Sendestationen, deren Wellenlängen zwischen 4000 bis 23000 lagen. Der Empfänger — mit selbständigem Überlagerer — enthielt einen sehr schwach gedämpften Schwingungskreis, dessen Dämpfung und Abstimmung dauernd messend kontrolliert wurde. Die ankommenden Zeichen wurden so weit geschwächt, daß sie gerade noch hörbar waren, und als günstigste Dämpfung wurde die bezeichnet, bei der dann die Zeichen am besten ablesbar waren. Die Hauptschwierigkeit bestand darin, die Dämpfung während der Messung auf denselben Wert zu halten wie bei der Beobachtung. Die Dämpfungswerte gingen herunter bis zu 0,002 und wurden durch Rückkopplung erhalten. Die Versuchsanordnung und Meßmethode wird genauer beschrieben. Die Übereinstimmung der Einstellungen verschiedener Beobachter war wider Erwarten sehr gut. Die zahlreichen Messungen, von denen einige in Tabellen wiedergegeben werden, ergeben als günstigste Dämpfung für

den Hörempfang ungedämpfter Signale einen Wert von etwa $\delta = \frac{120}{n}$, d. h. für $\lambda = 3000$ m, $\delta = 0,0012$; für $\lambda = 20000$ m, $\delta = 0,008$. Im Anhang wird näher ausgeführt, wie die Dämpfung des rückgekoppelten Empfängerkreises zu berechnen ist.

KUNZE

G. W. O. Howe. Notes on wireless matters. Electromagnetic Screening in Wireless Telegraphy. Electrician 93, 34, 38, 1924, Nr. 2408. Das Problem der Abschirmung zerfällt in drei verschiedene Aufgaben: 1. Totale Abschirmung

der Wirkung eines Röhrensenders nach außen zu oder umgekehrt Abschirmung eines Raumes gegen die Einwirkung elektromagnetischer Felder von außen her; 2. Abschirmung eines Raumes gegen die Einwirkung der elektrischen Komponente; 3. Abschirmung gegen die magnetische Komponente einer Senderwelle. Die erste Aufgabe wird gelöst durch Einbau des Senders in einen Behälter aus verzinntem Eisenblech, wobei darauf zu achten ist, daß jedes Loch und jede Ritze metallisch versiegelt ist. Die zweite Aufgabe wird erfüllt durch einen Käfig aus vertikal angeordneten Kupferdrähten. Der Effekt wird erhöht, wenn jedes Paar diametral gegenüberstehender Drähte oben oder unten leitend verbunden wird, wobei aber darauf zu achten ist, daß keine vollständig geschlossenen Kreise entstehen, in denen Ströme fließen und das magnetische Feld beeinflussen könnten. In einem solcher Art abgeschirmten Raume wird ein Empfangsrahmen nur durch das magnetische Feld der aufgenommenen Welle beeinflusst. Verf. erläutert an Hand einiger Skizzen die auf den ersten Blick befremdliche Tatsache, daß trotz Abwesenheit der elektrischen Komponente innerhalb des Käfigs die magnetische Komponente bestehen kann. — Nicht so einfach ist die Abschirmung der elektrischen Komponente, da man zwar Leiter ohne geschlossene Kreise, nicht wohl aber umgekehrt geschlossene Kreise ohne Leiter besitzt. Man kann sich bis zu einem gewissen Grade dadurch helfen, daß man die Leiterwege in der Richtung des elektrischen Feldes so viel als möglich unterbricht. Zu diesem Zwecke bedeckte Verf. die vertikalen Wände des zu schützenden Raumes mit einer Anzahl langer, enggeschlossener Spulen, die horizontal eine über der anderen in Zwischenräumen angeordnet waren.

KUNZE.

R. Bureau. La prévision du temps et la variation diurne des atmosphériques. C. R. 182, 76—77, 1926, Nr. 1. Die atmosphärischen Störungen (a. S.) bei der Funkentelegraphie (Telephonie) unterliegen verschiedenen Schwankungsarten innerhalb des Tages. Der Verf. hebt drei Gruppen hervor: 1. Maximum bei Nacht (scharfer Einsatz bei Sonnenaufgang, Abklingen bei Sonnenuntergang). Antizyklonischer Typus. 2. Keine a. S. am Morgen, plötzliches Auftreten zwischen 11 und 12 Uhr, Maximum um 15 Uhr, Abklingen um 21 Uhr. (Typus bei Auftreten von Mittelmeerdepressionen.) (Stagnants.) 3. Keine reguläre Häufigkeits- und Intensitätsschwankung innerhalb des Tages (Polarfronttypus). Die a. S. erreichen ihre größte Intensität, wenn die Kalt- (Warm-) Front sich dem Beobachtungsort am nächsten befindet. Geographische Lage und Jahreszeit sind von ausschlaggebendem Einfluß auf das Auftreten der einzelnen Gruppen. Der Verf. hebt den Wert der Beobachtung der a. S. für die Wetterprognose hervor und weist auf die Regeln von Gherzi hin, die das Herannahen eines Taifuns aus dem Verhalten der a. S. erkennen lassen.

CONRAD-Wien.

P. Lejay. Les perturbations orageuses du champ électrique et leur propagation à grande distance. C. R. 181, 875—877, 1925, Nr. 22. Behandelt 1. die raschen, durch ein Gewitter hervorgerufenen Schwankungen des elektrischen Feldes, und zwar ihre Analyse mittels Braunscher Röhre. In der gewöhnlichen Schaltung Antenne, Kapazität C , Erde wird parallel zu C ein Widerstand R (10 Megohm) und die Braunsche Röhre geschaltet. Diese Schaltung gibt bei hochfrequenten Oszillationen richtige Kathodenstrahlzeichnungen. Wenn aber, wie bei Gewitterstörungen, eine plötzliche Änderung des statischen Feldes stattfindet, ohne daß der Anfangswert wieder zurückgebildet wird, so braucht der Spannungsausgleich an den Enden des Widerstandes eine Zeit von der Größenordnung CR . Daraus erklärt sich die von manchen beobachtete lange Zeit, $\frac{1}{20}$ Sekunde für die Dauer der Störung. Verf. hat selbst auf

dem Pic du Midi Versuche angestellt. Die Intensität der Blitze erlaubte, auf 10000 Ohm zu verringern. Die Zeitkonstante sank dadurch auf 10^{-6} Sek. Unter diesen Umständen umfaßte die sehr komplizierte Kathodenstrahlbahn höchstens die Zeit von $\frac{1}{20000}$ Sek., wurde R erhöht (auf 10 Megohm), so dauerten die Ablenkungen länger und stellten kein getreues Abbild der Gewitterstörung dar. 2. Die Radiogoniometrie der Störungen ergibt die Richtung zu dem Punkte, wo die Blitzbahn die Erde schneidet, ist daher für kleine Distanzen unbrauchbar für mittlere ungenau, aber für einige hundert Kilometer genau. Die in einer früheren Arbeit (C. R. 181, 678, 1925) abgeleiteten Resultate über das elektrische magnetische Feld eines Blitzes stehen nicht völlig in Übereinstimmung mit der Erfahrung, da der Boden kein vollkommener Leiter ist. Messungen mit einem horizontalen Rahmen von 4 m Seitenlänge, mit sieben Verstärkerlampen, ergaben, daß die Vertikalkomponente des magnetischen Feldes die horizontale stark überwog.

H. BENNDORF.

Erich Schwandt. Der Widerstandsverstärker in Theorie und Praxis. Helios 32, 161—164, 1926, Nr. 22.

GÜNTHERSCHULZE.

L. O. Grondahl. A new type of contact rectifier. Phys. Rev. (2) 27, 813, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein Stück Kupfer, auf dem bei hoher Temperatur eine Kupferoxydschicht erzeugt ist, bildet einen unsymmetrischen Leiter der Elektrizität. Es ließ sich ein Verhältnis von großem zu kleinem Widerstand bis zu 20000 erreichen. Dabei bestand das zweite Metall aus einem Stück Blei oder anderem weichen Metall, das mit Druck gegen die Oxydfläche gepreßt wurde. Bei einer Scheibe von 2,5 bis 1,2 cm Durchmesser kann der kleine Widerstand einen geringen Bruchteil von 1Ω betragen und infolgedessen verhältnismäßig starke Ströme aufnehmen. Kupferoxyd ist ein Elektronenleiter und der Gleichrichter ist infolgedessen beständig. Die Wirkungen von Spannung und Druck sind ähnlich wie bei den anderen Kontaktgleichrichtern. Der Hauptunterschied ist die verschiedene Größe der Widerstände. Die Spannungscharakteristik führt zu einer sehr geringen Verzerrung der gleichgerichteten Kurve. Eine Formierung ist nicht nötig. Die Gleichrichtereinheiten lassen sich wie die Zellen einer Batterie hintereinander oder parallel schalten, um größere Spannungen oder Ströme gleichzurichten.

GÜNTHERSCHULZE.

F. Foerster. Eine neue Fliehkraftkupplung als mechanisches Anlaßgerät für Kurzschlußmotoren. Werkstattstechn. 20, 312—314, 1926, Nr. 10. Um die Stromaufnahme von Drehstromkurzschlußmotoren bei Lastanlauf auf das zulässige Maß zu beschränken, verwendet man schon seit langem Fliehkraftkupplungen, die die Last erst mitnehmen, wenn der Motor eine bestimmte Drehzahl erreicht hat. Außer der Fliehkraftkupplung muß aber ferner noch im Ständerkreis ein Stern-dreieckschalter verwendet werden, um beim Einschalten des Motors die Spannung an der Wicklung herabzusetzen. Beim Umschalten von Stern auf Dreieck tritt nun bei den gewöhnlichen Fliehkraftkupplungen meist ein starker Stromstoß auf, da die Last schon vor dem Umschalten auf Dreieck mitgenommen wird. Bei der neuen „Albo-Kupplung“ ist deshalb eine besondere Sperrung angebracht, die erst durch das Umschalten auf Dreieck ausgelöst wird, so daß die Kupplung erst dann die Last mitnehmer kann und der schädliche Stromstoß vermieden wird.

H. E. LINCKH.

Thomas Spooner. No-load copper eddy-current losses. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 45, 264—271, 1926, Nr. 3. Bei großen elektrischen Maschinen

können infolge des fluktuierenden Nutzenstreufusses schon bei Leerlauf nicht erhebliche Wirbelstromverluste in den Kupferleitern entstehen, und zwar sowohl in Gleichstrom-, wie in synchronen und asynchronen Wechselstrommaschinen. Der Verf. untersucht die Bedingungen für das Auftreten dieser Leerlauf-Wirbelstromverluste und stellt Formeln für ihre Berechnung auf. Zum experimentellen Nachweis für die Richtigkeit der Formeln bringt er Kupferstäbe verschiedener Abmessungen in den Luftspalt eines Wechselstrommagnets und bestimmt aus ihrem Temperaturanstieg die Verluste.

H. E. LINCKH.

B. Hague. The effect produced on the permeance of a laminated polecore by the insertion of a solid steel fixing-piece. Journ. Inst. Electr. Eng. **64**, 476—484, 1926, Nr. 352. Der Verf. stellt sich die Aufgabe, die Änderung der magnetischen Leitfähigkeit von Eisenkernen durch die starken eisernen Querbolzen, wie sie bei elektrischen Maschinen erforderlich sind, durch Formeln zu erfassen. Er will es dadurch dem Konstrukteur ermöglichen, die wirklichen Werte der Leitfähigkeit eines solchen Eisenkerns aus den Abmessungen und den magnetischen Leitfähigkeiten des Eisens, des Bolzens und des Isoliermaterials zu berechnen. Trotz gewisser vernachlässigender Annahmen, die notwendig waren, um den Stoff mathematisch erfaßbar zu machen, liefern die Formeln, bis auf einen einzelnen Fall, der besonders besprochen wird, brauchbare Werte.

H. E. LINCKH.

Erich Gross. Zur Ableitung der neuen Arbeitsdiagramme über die Spannungsänderung in Wechselstromnetzen. Elektrot. u. Maschinenb. **44**, 469—474, 1926, Nr. 26.

N. W. Mc Lachlan. Additional applications of the magnetic drum principle. Journ. Inst. Electr. Eng. **64**, 671—682, 1926, Nr. 354.

C. Breitfeld. Das korrigierte Kreisdiagramm des Induktionsmotors. Elektrot. u. Maschinenb. **44**, 453—463, 1926, Nr. 25.

Paul Gabriel Girault. Sur une influence possible de la commutation sur la stabilité des machines à courant continu. C. R. **183**, 35—37, 1926, Nr. 1.

SCHHEEL.

Description et essais de la ligne à 120000 volts Chancy-Pougny à Jeanne-Rose. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. **17**, 77—91, 1926, Nr. 3.

GÜNTHERSCHULZE.

Gustav Benischke. Die elektrische Stoßprüfung der Isolatoren. Elektrot. u. Maschinenb. **44**, 501—507, 1926, Nr. 28.

SCHHEEL.

6. Optik aller Wellenlängen.

Paul Hirsch. Das Interferometer, seine Anwendung zur Untersuchung von Gasen und Flüssigkeiten. Mit 17 Abbildungen. Abderhaldens Handb. d. biolog. Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden, Teil 2, S. 737—774. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg, 1926.

SCHHEEL.

R. Kingslake. The interferometer patterns due to the primary aberrations. Trans. Opt. Soc. **27**, 94—105, 1925/26, Nr. 2. Bei der Untersuchung optischer Systeme am Interferometer ergeben sich bekanntlich charakteristische Interferenzstreifensysteme, aus denen der Aberrationszustand erkannt werden

kann. Es werden typische Fälle solcher Bilder theoretisch berechnet und die Richtigkeit der Rechnung an Photogrammen bewiesen. Betreffs der Interferenzbilder für die sphärische Aberration, die Koma und den Astigmatismus muß auf die Originalliteratur verwiesen werden. FLÜGGER

J. Guild. A trichromatic colorimeter suitable for standardisation work. Trans. Opt. Soc. 27, 106—129, 1925/26, Nr. 2. Das Konstruktionsprinzip ist ein zweifaches: 1. Beleuchtung des Meßfeldes mit einem variablen Gemisch dreier Grundfarben; 2. Hinzufügung eines Grautons zu dem zu untersuchenden Felde, um die zu messende Farbe zu entsättigen, wenn letztere von höherem Sättigungsgrad als durch Mischung der drei Grundfarben erreichbar ist. Die Mischung wird durch schnelle zeitliche Aufeinanderfolge der einzelnen Grundfarben mittels physiologischer Nachwirkung hervorgerufen. Das Mischungsverhältnis wird durch passende Wahl von Lichtfiltern einerseits, durch Intensitätsabschwächung derselben andererseits bewirkt. Die Hinzufügung eines mehr oder weniger starken Grautons besorgt ein Graukeil. Als Grundfarben werden empfohlen: λ 630, λ 530 und λ 440. FLÜGGER

A. Klughardt. Die wirklichen Lichtstärken der photographischen Objektive. Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. 47, 79—80, 94, 1926, Nr. 7 u. 8. Im allgemeinen setzt man die Lichtstärke von Objektiven dem Quadrat des reziproken Öffnungsverhältnisses proportional, ohne zu bedenken, daß durch Absorption im Glase und durch Reflexion an den gegen Luft grenzenden Linsenflächen Lichtverluste entstehen, welche bis zu 50 Proz. betragen können. Diese sogenannten Glasverluste lassen sich mit Hilfe der Fresnelschen Reflexionsformel und der Beerschen Absorptionsformel berechnen und ergeben für den Bruchteil der durch das optische System hindurchgelassenen Intensität: 1. für ein unverkittetes System von t Einzellinsen in Luft:

$$\frac{J'}{J} = \left[1 - \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1}\right)^2\right]^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_2 - 1}{n_2 + 1}\right)^2\right]^2 \cdot \dots \cdot \left[1 - \left(\frac{n_t - 1}{n_t + 1}\right)^2\right]^2 \cdot a_1^{d_1} \cdot a_2^{d_2} \cdot \dots \cdot a_t^{d_t}$$

2. für ein verkittetes System:

$$\frac{J'}{J} = \left[1 - \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{n_t - 1}{n_t + 1}\right)^2\right] \cdot a_1^{d_1} \cdot a_2^{d_2} \cdot \dots \cdot a_t^{d_t}$$

Streng genommen treten auch an den Kittflächen Reflexionsverluste auf, die aber wegen der geringen Brechungsindexdifferenz an den Kittflächen gegen die Reflexionsverluste der an Luft grenzenden Linsenflächen vernachlässigt werden können. Da die obigen Formeln für den praktischen Gebrauch ziemlich unbequem sind, bildet Verf. Näherungsformeln folgender Art:

$$\frac{J'}{J} = \left[1 - \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2\right]^t \cdot a^{\Sigma d},$$

wo

$$n = \frac{\Sigma n_i}{t}, \quad a = 0,96.$$

Die Anzahl der Einzellinsen wird durch t angegeben, die Anzahl der gegen Luft stehenden Linsenflächen durch l . Die Anwendung dieser Formel, die nun sowohl auf verkittete als auch unverkittete Systeme in gleicher Weise anwendbar ist, auf handelsübliche optische Systeme, führt zu den Ergebnissen der beigegebenen Tabelle. Die vierte Spalte gibt die „wirksame“ relative Öffnung an, d. h. diejenige Öffnung, die ein ideales, von Glasverlusten freies Objektiv ergeben würde, welches die gleiche Lichtmenge hindurchläßt, wie das jeweilig zugrunde gelegte Objektiv.

Objektive $f = 100$ mm	t	l	„Wirksame“ relative Öffnung	Prozentualer Lichtverlust Proz.
Meniskus 1:50	1	2	1:52,3	8
Meniskus 1:18	1	2	1:18,9	9
Periskop 1:11	2	4	1:12,3	20
Dagor 1:6,8	6	4	1:7,7	22
Dialyt 1:6,3	4	8	1:8,1	40
Tessar 1:4,5	4	6	1:5,4	30
Tessar 1:3,5	4	6	1:4,3	33
Triplet 1:3,5	3	6	1:4,2	32
Ernstar 1:2,8	5	8	1:3,7	43
Tessar 1:2,7	4	6	1:3,3	35
Triplet 1:2,0	3	6	1:2,4	33
Ernstar 1:2,0	6	8	1:2,8	48

Wie ersichtlich, erreicht das Triplet 1:2,0 an Helligkeit mehr als das Ernstar von gleichem Öffnungsverhältnis. Dagor 1:6,8 erzielt höhere Lichtstärken als Dialyt 1:6,3, also in deutlichem Widerspruch zu der geometrischen Definition der Lichtstärke. Für die Praxis hat die „wirksame“ relative Öffnung viel mehr Bedeutung. Von Einfluß auf die Lichtstärke ist vor allem auch die Brennweite. So nimmt die wirksame relative Öffnung des Dagor 1:6,8 von 1:7,7 auf 1:8,3 ab, wenn die Brennweite von $f = 100$ mm auf $f = 360$ mm anwächst. Flügge.

A. Zimmern. Sur une nouvelle méthode de production de l'héropathite. C. R. 182, 1082—1083, 1926, Nr. 18. Durch Abänderung des von Herapath benutzten Verfahrens der Herstellung von Herapathit, nämlich durch Einwirkung von Joddämpfen an Stelle von Jodlösung, ist es gelungen, gleichmäßige Kristalle von mehr als 2 cm Durchmesser zu erzeugen, die starke Polarisationswirkung ergaben. Zusatz von geringen Mengen Coffein- oder Hydrochinonlösung erleichtern die Kristallisation aus bisher noch unbekannten Gründen. H. R. SCHULZ.

A. Zimmern et Maxime Coutin. Sur la production de surfaces polarisantes par dépôt d'héropathite sur lames verticales. C. R. 182, 1214—1215, 1926, Nr. 20. Die Herstellung gleichmäßiger Kristalle von Herapathit gelingt am besten, wenn diese auf einer vertikal stehenden Glasscheibe in einem vertikalen Trog erzeugt werden, in dem die Oberfläche (durch Austropfen) gleichmäßig abgesenkt werden kann, während Joddämpfe auf die Mutterlauge einwirken können. H. R. SCHULZ.

Linus Pauling and Albert Björkeson. A new crystal for wave-length measurements of soft X-rays. Proc. Nat. Acad. Amer. 11, 445—447, 1925, Nr. 7. Die Ebene (001) eines Kristalls von Al_2O_3 , der als „hexagonal β -alumina“ bezeichnet wird, erwies sich als vorzüglich geeignet zur Messung langwelliger Röntgenlinien. Die Gitterkonstante wurde zu 11,23 Å.-E. bestimmt. Die Reflexionsintensitäten sind die folgenden: Erster und zweiter Ordnung sehr stark, dritter Ordnung schwach, vierter und fünfter Ordnung stark, sechster Ordnung sehr schwach, siebenter Ordnung mittelstark, achter Ordnung sehr schwach, neunter Ordnung mittelschwach, zehnter Ordnung mittel. BEHNKEN.

R. de L. Kronig. The theory of x-ray dispersion. Phys. Rev. (2) 27, 797, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die von Ladenburg und Kramers entwickelte Quantentheorie der Dispersion wird erweitert und auf die Refraktion

der Röntgenstrahlen angewandt, bei welcher die Zahl der Atome in einem Würfel dessen Kante eine Wellenlänge ist, nicht mehr groß ist und die Absorption ein kontinuierliches Band bildet. Es wird eine allgemeine Formel für den Brechungsindex als Funktion des atomaren Absorptionskoeffizienten α und der kritischen Frequenzen gegeben. Aus der experimentell bestätigten Annahme, daß die Elektronen im Atom sich gegenüber aufgedrückten Frequenzen, die groß gegen ihre eigene Frequenz sind, wie freie Elektronen verhalten, soweit der Brechungsindex in Frage kommt, wird eine Beziehung für α abgeleitet. Die Theorie befindet sich mit der Quantenmechanik von Heisenberg in Übereinstimmung. Es folgen einige Betrachtungen über den Ursprung der Comptonschen Streustrahlung aus denen sich ergibt, daß in der Wellentheorie diese Strahlung als von allen Atomen ausgehend und mit den einfallenden Strahlen kohärent angesehen werden muß, ein Ergebnis, das die Schwierigkeiten der Aussöhnung der Wellentheorie und Quantentheorie beleuchtet.

GÜNTHERSCHULZE

Heinrich Kessler. Refraktometrie. Mit 43 Abbildungen. Abderhaldens Handb. d. biolog. Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden, Teil 2, S. 811—906. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg, 1926.

SCHERER

C. G. Peters. Measurements of the Index of Refraction of Glass at High Temperatures. Scient. Pap. Bureau of Stand. 20, 635—659, 1926 Nr. 521. Frühere Messungen haben gezeigt, daß die physikalischen Eigenschaften des Glases beim Erhitzen von Zimmertemperatur auf die Erweichungstemperatur nicht gleichmäßig sich ändern, sondern im Kühlungsintervall (um 500° C) einen besonders starken Anstieg zeigen, in einigen Fällen sogar durch Maximalwerte hindurchgehen. Das Verhalten des Brechungsindex ist bisher nur von Reimerde innerhalb ziemlich enger Temperaturgrenzen untersucht worden. Unter Verwendung einer interferometrischen Meßmethode (Bestimmung der Zahl der an einer Mark vorbeiwandernden Streifen bei Erwärmung für ein Glasstück gegebener Dicke und für die entsprechende Länge im Vakuum) ist für neue Gläser mit teilweise bekannter Zusammensetzung die Änderung des Brechungsindex ermittelt worden, und zwar für 668, 588, 502 und 447 μ (Heliumlicht). Der Brechungsindex zeigte in der Kühlregion eine starke Abnahme, die auch bei Berücksichtigung der Dichteänderung nach der Gladstone-Galeschen Formel nicht erklärt werden kann und wahrscheinlich die gleiche Ursache hat, wie die Verschiebung der Absorptionsbande nach längeren Wellenlängen. Die beobachtete Änderung des Brechungsindex ist zahlenmäßig nur für ein französisches Kronglas, sonst graphisch gegeben. Zusammensetzung und Brechungsindex der Gläser bei der Anfangstemperatur (20°) ist in folgenden Tabellen gegeben.

Glas-Nr.	Zusammensetzung										
	Si O ₂	Ca O	Na ₂ O	As ₂ O ₃	K ₂ O	Fe ₂ O ₃	M ₂ O ₃	Zn O	B ₂ O ₃	Ba O	Pb O
1. Franz. Kronglas . . .	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2. Leichtkron BS 103 . .	67,0	—	12,0	0,4	5,0	—	—	1,5	3,5	10,6	—
3. Barytkron BS 87 . . .	47,6	—	2,0	1,3	6,0	—	—	9,9	4,0	29,2	—
4. Borosilikatkron BS 94	66,5	—	9,8	0,2	5,9	—	—	2,0	7,8	7,8	—
5. Borosilikatkron . . .	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6. Leichtflint BS 33 . . .	54,0	2,0	1,0	0,3	6,0	—	—	—	—	—	36,7
7. Mittlerer Flint BS 110	44,3	3,0	3,5	0,2	5,0	—	—	—	—	—	44,0
8. Barytflint BS 145 . .	58,8	—	1,7	—	8,3	—	—	2,5	1,7	14,3	12,7
9. Pyrex	80,5	0,3	4,4	0,7	0,2	0,3	2,0	—	11,8	—	—

Glas-Nr.	Brechungsindizes für Anfangstemperaturen			
	$\lambda = 668,0 \text{ m}\mu$	$\lambda = 587,7 \text{ m}\mu$	$\lambda = 501,7 \text{ m}\mu$	$\lambda = 447,3 \text{ m}\mu$
1	—	1,515 51	—	—
2	1,514 183	1,517 189	1,522 052	1,526 575
3	1,570 016	1,573 502	1,579 204	1,584 581
4	1,517 174	1,520 097	1,524 838	1,529 262
5	1,521 3	1,524 0	1,529 0	1,533 8
6	1,580 115	1,584 969	1,593 134	1,601 067
7	1,644 374	1,650 093	1,659 823	1,669 438
8	1,548 413	1,552 169	1,558 282	1,564 012
9	1,473 482	1,476 067	1,480 159	1,483 859

H. R. SCHULZ.

A. J. Dempster. Light quanta and interference. Phys. Rev. (2) **27**, 804, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1467.] GÜNTHERSCHULZE.

J. B. Bishop. The polarization of characteristic x-rays. Phys. Rev. (2) **27**, 797, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Coolidge-Röhre mit Wasserkühlung und Antikathode aus Mo wurde so angeordnet, daß sie um eine Achse gedreht werden konnte, die durch den Brennpunkt ging und senkrecht zum Kathodenstrahl war. In den Weg des Röntgenstrahles wurde ein Kohlenblock gebracht und die Intensität der von ihm ausgehenden Strahlung parallel und senkrecht zum Kathodenstrahl gemessen, während die Röhre rotierte. Eine zweite Ionisationskammer empfing einen Teil des direkten Strahles, um etwaige Änderungen in der Intensität der Primärstrahlung zu entdecken. Wenn ein Zirkonfilter, das ziemlich durchlässig für α -Linien ist, verwandt wurde, war das Verhältnis der Intensitäten der parallel zum Kathodenstrahl und der senkrecht dazu gestreuten Strahlung etwa 0,74. Bei Verwendung eines Sr-Filters, das die α -Linien stark absorbiert, war es etwa 0,84. Daraus läßt sich schließen, daß die α -Linien mindestens teilweise polarisiert sind. GÜNTHERSCHULZE.

Paul Fröhlich. On the polarization of fluorescent light from colloid solutions. Phys. Rev. (2) **27**, 803, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die partielle Polarisation des Fluoreszenzlichtes wässriger Lösungen von Fluorescein, Eosin, Magdalarot, Rhodamin 5 G und Rhodamin B extra, in denen zunehmende Mengen von Gelatine, Gummiarabikum oder Agar-Agar, sowie des Fluoreszenzlichtes von Lösungen der gleichen Substanzen in Aceton, in denen zunehmende Mengen von Celluloid gelöst wurden, untersucht. Drei verschiedene Wellenlängen planpolarisierten Lichtes wurden verwandt. Es zeigte sich, daß der Prozentgehalt an polarisiertem Lichte von Null oder einem sehr kleinen Werte bis auf ein Maximum ansteigt, wenn in der Lösung ein Kolloid gelöst wird. Das Maximum wird in einigen Fällen bei 60 Proz., in anderen erst bei 100 Proz. Kolloid, d. h. in einer festen Kolloidhaut, erreicht. Dabei ergaben sich die gleichen Wirkungen wie bei Polarisation durch Nichtkolloidlösungen hoher Viskosität, wie Glycerin oder Öl. Sie ist um so größer, je kleiner die Konzentration des Farbstoffs und je größer die erregende Wellenlänge ist. Bei Farbstoffen, die Absorptionsbanden kürzerer Wellenlänge besitzen (Fluorescein, Eosin), ist die Wellenlänge von geringerem Einfluß als bei Lösungen mit Absorptionsbanden größerer Wellenlänge (Magdalarot, Rhodamin). Durch passende Wahl von Konzentration und erregender Wellenlänge läßt sich eine maximale Polarisation von 35 bis 40 Proz. erreichen. GÜNTHERSCHULZE.

G. I. Pokrowski. Über die Polarisation des Lichtes in trüben Medien. II. ZS. f. Phys. **37**, 722—727, 1926, Nr. 10/11. Die Polarisation des von grobdispersen trüben Körpern zerstreuten Lichtes ist nach einer bereits früher vom Verf. angegebenen Methode untersucht worden, und zwar für Milch (Teilchengröße $= 2$ bis 5μ), Gips ($0,5$ bis 15μ), Zinnober ($0,3$ bis 2μ), Chromgelb ($0,5$ bis 2μ), gelber Ocker (1 bis 3μ) und Arsengrün (2 bis 5μ). Die nach den Rechnungen von Blumer (ZS. f. Phys. **32**, 119, 1925) sich ergebenden Maxima und Minima der relativen Polarisation werden nicht gefunden, woraus geschlossen wird, daß es sich bei relativ großen zerstreulenden Teilchen nicht um Beugung, sondern um Reflexion handelt. Je nach Form und Größe der Teilchen können durch Überlagerung zwei oder mehrere Richtungen stärkster Ausstrahlung auftreten.

H. R. SCHULZ

G. I. Pokrowski. Über die Polarisation des Lichtes in Schwefelsuspensionen. ZS. f. Phys. **37**, 172—178, 1926, Nr. 3. Die zur Untersuchung benutzten Schwefelsuspensionen sind durch Einwirkung von Schwefelsäure auf wässrige Hyposulfitlösung hergestellt worden, wobei kurz vor der Untersuchung eine starke Verdünnung mit Wasser vorgenommen wurde, weil dadurch die Koagulation beträchtlich verlangsamt wurde. Die von Rayleigh bereits theoretisch behandelte Inversion des Polarisierungseffektes bei wachsender Teilchengröße konnte beobachtet und sogar unter der Annahme, daß die Teilchengröße exponentiell durch die Zeit gegeben ist, quantitativ bestätigt werden. Abweichungen namentlich bei älteren Lösungen, sind zu erklären durch die nicht kugelige Form der Schwefelteilchen bei älteren Suspensionen.

H. R. SCHULZ

R. de Mallemann. Sur le calcul de la constante de Verdet dans la théorie moléculaire. C. R. **181**, 1139—1141, 1925, Nr. 26. Für die magnetische Drehung der Polarisierungsebene leitet der Verf. folgende Formel ab:

$$A = \frac{\pi}{2 p v e \lambda^2} \cdot \frac{(n-1)^2}{n},$$

in welcher A die Konstante von Verdet, n die Anzahl der Valenzelektronen und p die der wirksamen Elektronen bedeuten. Aus Perkins Angaben wurde für Kohlendioxyd und eine Reihe aliphatischer Verbindungen p berechnet und dabei die Differenz $n - p$ konstant gleich 4 gefunden. Die Substanzen verhalten sich also, wie wenn sie ein Kohlenstoffatom weniger im Molekül enthielten.

KAUFFMANN

R. de Mallemann. Dispersion de biréfringence électrique du camphre. C. R. **182**, 1534—1536, 1926, Nr. 25. Unter Verwendung von gleichgerichteten Feldern an Stelle der sonst üblichen Wechselfelder sind Lösungen von aktivem und inaktivem Campher in Ligroin (Petroläther) untersucht worden, wobei die Spannung durch einen parallelgeschalteten CS_2 -Kondensator kontrolliert wurde. Störung durch Leitung und Erwärmung war nicht zu befürchten. Gemessen wurde die Elliptizität, aus der die elektrische Doppelbrechung berechnet werden konnte. Die Kerrkonstante für $\lambda = 546 m\mu$ wurde für aktiven Campher mit 48,6, für inaktiven mit 50,1 in guter Übereinstimmung gefunden, während die relative Dispersion für 578, 546 und $436 m\mu$ für aktiven Campher mit 1, 1,07, 1,425, für inaktiven mit 1, 1,05, 1,40 angegeben wird. Die Dispersion ist also normal.

H. R. SCHULZ

J. Lifschitz. Untersuchungen über Rotationsdispersion. II. ZS. f. phys. Chem. **114**, 485—499, 1925, Nr. 5/6. Komplexsalze des Kobalts, Nickels, Chroms und Kupfers mit aktivem d-Alanin, l-Propylendiamin und l-Asparagin

säure wurden polarimetrisch untersucht. Der Verf. schließt, daß Haupt- und Nebenvalenzen nicht wesensgleich seien und daß homöopolare und heteropolare Hauptvalenzbindung und ebenso reine Nebenvalenzbindung optisch verschieden wirken. Die relativ asymmetrische Synthese beim Aufbau an sich spaltbarer Komplexe aus inaktivem Metallsalz bzw. -oxyd und aktiven koordinierten Molekülen scheint bei den d-Alaninkomplexen direkt, und zwar durch Isolierung der partiellen Antipoden erwiesen. Die Asparaginsäure und andere ähnliche Säuren vermögen doppelt innerkomplexe Salze zu liefern. Die Rotationsdispersion bietet ein gutes Mittel zur Erforschung sterisch konstitutiver Fragen dar.

KAUFFMANN.

Thomas Martin Lowry et Bawa Kartar Singh. Dispersion rotatoire de la nicotine. C. R. 181, 909—911, 1925, Nr. 23. Das optische Drehungsvermögen des Nikotins, das in Form von drei Präparaten und im ungelösten Zustand zur Untersuchung gelangte, wurde bei 20° für eine Reihe von Metalllinien im Bereich von 6708 bis 4047 Å.-E. teils direkt, teils photographisch ermittelt. In diesem Bereich ist das Drehungsvermögen nicht komplex und gehorcht der einfachen Formel mit einem Term:

$$\frac{\alpha}{a_{gr}} = \frac{0,2379}{\lambda^2 - 0,06}$$

a_{gr} bedeutet die Drehung für die grüne Linie 5461 des Quecksilbers. KAUFFMANN.

René Lucas. Sur le pouvoir rotatoire du camphre. C. R. 182, 1022—1024, 1926, Nr. 17. Rechtsdrehender Campher dreht in konzentrierter Schwefelsäure links. In konzentrierter Phosphorsäure dreht er je nach dem Spektralbereich links oder rechts. Der Verf. vergleicht diese Drehungen mit denen in Cyclohexan und schließt daraus, daß der Campher sich wie eine Mischung zweier aktiver Arten mit verschiedener Dispersion verhält. Zum Unterschied von Longchambon, nach welchem beim Campher das chemische Molekül und der Kristall identische Dispersion besitzen, nimmt er an, daß in Äther und Hexan ein beträchtlicher Bruchteil an linksdrehender Form vorhanden ist. Die Dispersion läßt sich durch eine Formel mit zwei Drudeschen Termen von entgegengesetztem Vorzeichen wiedergeben. Der Verf. schreibt jedem Term eine aktive Form des Campfers zu und begründet dies näher.

KAUFFMANN.

G. Bruhat et M. Pauthenier. Sur le pouvoir rotatoire dans l'ultraviolet de l'acide tartrique en solution étendue. C. R. 182, 1024—1026, 1926, Nr. 17. Das optische Drehungsvermögen von 1- und 0,25proz. wässrigen Weinsäurelösungen wurde bei 20° im Sichtbaren und im Ultraviolett photographisch ermittelt. Diese stark verdünnten Lösungen zeigten noch anomale Rotationsdispersion mit einem Zeichenwechsel im Ultraviolett. Das Maximum der Rotation dürfte sich etwas unterhalb der von Lowry und Austin angegebenen Wellenlänge 436 m μ befinden. Das Rotationsvermögen ändert sich mit der Konzentration stärker, in dem Maße, als die Konzentration unter 0,25 Proz. sinkt. Extrapolationen auf sehr verdünnte Lösungen, wie sie von Lowry und Austin vorgenommen worden sind, sind daher nicht berechtigt. Die Ursache liegt in der dazukommenden elektrolytischen Dissoziation, die eine Annäherung der Dispersion der sehr verdünnten Lösungen an diejenige der sogar im Ultraviolett normalen Lösungen der neutralen Tartrate bewirkt.

KAUFFMANN.

E. Darmon. Recherches sur l'influence exercée par l'acide borique sur le pouvoir rotatoire des acides malique et tartrique. I. Géné-

ralités et complexes boro-maliques. Jour. chim. phys. 23, 130—156, 1926, Nr. 2. Die Borsäure liefert mit Äpfelsäure zwei Reihen von Komplexen, von denen die eine das polarisierte Licht nach links und die andere es nach rechts dreht. Die linksdrehenden Komplexe entsprechen sehr wahrscheinlich der Säure BO_3H_3 , $3\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_5$, welche hauptsächlich mit Ammoniak, Natron und Anilin gut kristallisierende Salze gibt. Diese Salze sind als Verbindungen der Borsäure $\text{B}(\text{OH})_3$ mit drei Molekülen des sauren Malats der Base aufzufassen. Die rechtsdrehenden, noch nicht isolierten Komplexe sind in verdünnter Lösung stabil, sie leiten sich von der Säure $\text{B}_4\text{O}_7\text{H}_2$ ab und verhalten sich wie Verbindungen von vier Molekülen Borsäure mit einem Molekül neutralem Malat der Base.

KAUFFMANN

S. R. Savur. On the Stress-Optical Coefficients for Direct Tension and Pressure measured in the case of Glass. Phil. Mag. (6) 50, 453—463, 1925, Nr. 296. Die Grundannahme, daß die durch mechanische Beanspruchung hervorgerufene Doppelbrechung den inneren Kräften proportional und im übrigen von der Kräfteverteilung unbeeinflusst ist, ist nicht streng bewiesen. Mehrere Beobachtungen deuten sogar auf eine kompliziertere Abhängigkeit hin. Bei den Versuchen sind Glasstücke von $13 \times 3 \times 1 \text{ cm}^3$ von verschiedener Zusammensetzung benutzt worden, die in einem Apparat gedehnt oder gedrückt wurden, dessen Konstruktion im wesentlichen schon von Filon und Jessop angegeben worden ist. Die Gangunterschiede sind mit einem Babinet'schen Kompensator auf etwa $0,006 \lambda$ gemessen worden. Die Doppelbrechung ist innerhalb eines Gebietes von -90 bis $+100$ Bar proportional der Spannung und für Druck und Zug gleich. Einige Bemerkungen über die Dispersion der Doppelbrechung folgen, wobei hervorgehoben wird, daß die Unterschiede der Doppelbrechung für die Wellenlängen 589 und $436 \text{ m}\mu$ für geringeren PbO -Gehalt verschwinden, als es Pockels für C und F gefunden hat.

H. R. SCHULZE

G. Bruhat et M. Pauthenier. Appareil pour la détermination précise de l'orientation d'une vibration rectiligne dans l'ultraviolet. C. R. 182, 888—890, 1926, Nr. 14.

A. Cotton. Remarques sur la Note précédente. (Appareil pour la détermination précise de l'orientation d'une vibration rectiligne dans l'ultraviolet.) C. R. 182, 890—891, 1926, Nr. 14. Cotton und Descamps haben bereits einen Apparat angegeben, der mit einer Aufnahme die Bestimmung der Rotationsdispersion zu bestimmen gestattet (C. R. 182, 22, 1926), doch ist die Genauigkeit der Messung durch Irradiationserscheinungen stark beeinflusst. Daher wird doppelte spektrale Zerlegung unter Verwendung von Quarz-Flußspat-Achromaten und Quarzprismen vorgenommen, die Polarisationsprismen aus Quarz mit Glycerinzwischenschicht gewählt (durchlässig bis $250 \text{ m}\mu$) und das durch die aktive Substanz gehende Bündel durch eine Quarzlinse nahezu parallel gemacht (Öffnungswinkel 18 Min.). Das Bild der Blende auf der Platte hat nur $0,5 \text{ mm}$ Durchmesser. Die Platte und der Analysator werden automatisch mittels Mikrometers verstellt und für jede Stellung wird eine Aufnahme mit gleicher Belichtungszeit gemacht und die Auswertung auf einem Mikrophotometer vorgenommen. Die Genauigkeit, die durch die Öffnung der Polarisationsprismen und die Belichtungszeit bestimmt ist, kann bis zu $0,1$ Min. gesteigert werden. Cotton weist darauf hin, daß bei dem von ihm und Descamps angegebenen Apparat die Fehler inzwischen beseitigt worden sind und daß überdies nicht beabsichtigt war, die Kurve der Rotationsdispersion zu bestimmen, sondern vielmehr die absoluten Drehungswerte.

H. R. SCHULZE

Y. Rocard. Diffusion de la lumière dans les liquides. C. R. 182, 690—691, 1926, Nr. 11. Die bisherigen Beobachtungen über die Zerstreuung des Lichtes in Flüssigkeiten werden beeinträchtigt durch die Art des analysierenden Prismas, die abbildende Linse (Achsenlage, Konvergenz und Intensitätsverluste am Rande) und durch die Fluoreszenz. Die korrigierten Werte für CCl_4 und C_6H_6 sind $\varrho = 0,106$ und $\varrho = 0,438$, während die Intensität i für Benzol 2,85mal so groß wie für CCl_4 ist. Diese Versuchsergebnisse decken sich mit einer neuen Theorie, die das allgemeinste Molekülmodell mit zwei Konstanten γ und δ voraussetzt und eine Einwirkung des innermolekularen Feldes W annimmt. Die Formeln

$$\varrho = \varrho_0 + \Theta(2 - \varrho_0 - \varrho_0^2)$$

und

$$i = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \frac{RT\beta}{N} (n^2 - 1) f(n^2) \left[1 + \frac{7}{3} \Theta + \frac{M}{RT\beta d f(n^2)} \left(\gamma + \delta + \Theta \left(\frac{7\gamma + 11\delta}{3} \right) \right) \right] (1 + \varrho),$$

wobei

$$1 < f(n^2) < \left(\frac{n^2 + 2}{3} \right)^2$$

ist, sind in hinreichender Übereinstimmung mit dem Versuch, während die Theorie von Ramanathan erhebliche Abweichungen ergibt. H. R. SCHULZ.

A. Rubinowicz. Über die Wärmestrahlung kleiner Metallkugeln. ZS. f. Phys. 35, 540—547, 1926, Nr. 7. Bei der Berechnung der photophoretischen Kraft wird angenommen, daß die gesamte, dem Teilchen zugestrahlte Energie durch das umgebende Gas entfernt wird und nicht durch Strahlung. Bei der Berechnung der Strahlungsemission eines kleinen Kügelchens, etwa einer Kolloidpartikel vom Radius 10^{-5} cm (Größenordnung), muß man die Beugung berücksichtigen, welche alle Wellen erleiden, deren Wellenlänge gegenüber den linearen Dimensionen der Teilchen groß ist, d. h. praktisch alle von einem erhitzten Teilchen dieser Größenordnung ausgehenden Wellen. Unter Vereinfachung des Problems durch Einführung der elektrischen Leitfähigkeit statt der optischen Konstanten (d. h. Beschränkung auf Ultrarot) ergibt sich das Gesamtstrahlungsgesetz

$$U = 3,78 \cdot 10^{-4} a^3 w_0 T^7 \text{ erg sec}^{-1},$$

worin a der Radius, w_0 der spezifische Widerstand bei 0°C in Ohm ist. — Ein Platinteilchen mit $a = 10^{-5}$ cm bei $T = 400^\circ \text{abs.}$ strahlt pro Sekunde $6,68 \cdot 10^{-8}$ erg, während es insgesamt etwa 1 erg sec^{-1} durch Zustrahlung erhält. Also ist der Strahlungsverlust völlig zu vernachlässigen. GERLACH.

Marya Kahanowicz. Potere emissivo di alcuni metalli ed ossidi. Lincei Rend. (5) 30 [2], 132—137, 1921, Nr. 3/4. Die Oxyde von Eisen, Kupfer und Nickel strahlen wie graue Körper nach einem Gesamtstrahlungsgesetz $E = CT^4 \cdot e^{-c/T}$, in welchem C für alle Oxyde den Wert $1,34 \cdot 10^{-10}$ (in einem relativen Maße) hat, während c sich ergibt zu 380,5 für Eisenoxyd, 422,0 für Kupferoxyd, 504,1 für Nickeloxyd. Nach gleichem Gesetz strahlt Platin, welches zuerst als Moor niedergeschlagen ist und dann durch Erhitzen in grauen Platinschwamm umgewandelt ist ($c = 621,8$). Für die Metalle ergibt sich ein Strahlungsgesetz kT^n , worin k bzw. n die Werte hat: $8,78 \cdot 10^{-15}$, 5,1 für Platin; $54,30 \cdot 10^{-15}$, 4,9 für Gold; $1,28 \cdot 10^{-15}$ bzw. $1,14 \cdot 10^{-15}$, 5,5 für Nickel (unterhalb 350°C bzw. zwischen 350 und 530°C). Für die anderen Metalle und die Oxyde gelten die angegebenen Konstanten im Bereich 600 bis 1400°abs. GERLACH.

Alessandro Amerio. L'attività del Sole e la costante solare. *Lincee Rend.* (5) **32** [2]. 391—394, 1923, Nr. 11. Verf. stellt die Hypothese auf, daß der bekannte Parallelismus zwischen Größe der Solarkonstanten und Zahl der Sonnenflecken darauf zurückzuführen sei, daß durch die Sonnentätigkeit eine Veränderung der Strahlungseigenschaften der Sonnenatmosphäre bedingt ist, speziell ihres Absorptionsvermögens. Bei starker Sonnentätigkeit sollen gewaltige Massen von Materie in die Sonnenatmosphäre geschleudert werden, wodurch deren Dichte vergrößert wird. GERLACH

E. Fues. Das Eigenschwingungsspektrum zweiatomiger Moleküle in der Undulationsmechanik. *Ann. d. Phys.* (4) **80**, 367—396, 1926, Nr. 122. Nach einem kurzen Überblick über die Grundlagen der Schrödingerschen Wellenmechanik wird diese auf die Berechnung von Bandenspektren angewandt. Die betreffende Schwingungsgleichung läßt sich in Polarkoordinaten separieren. Für das Potential der beiden Ionen werden zwei Ansätze benutzt: 1. Coulomb'sche Anziehung + Abstoßungsglied proportional $1/r^2$ (Kratzer) und 2. anharmonische Bindung. Durch Reihenentwicklung wird die mathematische Äquivalenz beider Ansätze gezeigt. Sodann wird die Schrödingersche Störungsrechnung für nichtentartete Systeme durch Berücksichtigung höherer Störungsglieder erweitert. Die Anwendung auf das zweiatomige Molekül führt im wesentlichen auf die nach der älteren Quantentheorie erhaltenen Resultate, die Quantenzahlen sind jedoch sämtlich halbzahlig zu rechnen. Die Potentialansätze 1 und 2 führen für die diskreten Eigenwerte zu praktisch demselben Ergebnis; 1 ergibt jedoch für positive Energie ein kontinuierliches Eigenwertspektrum, während dieses bei 2 fehlt. A. UNSÖLD

Karl Bechert und M. A. Catalán. Über einige allgemeinere Regelmäßigkeiten der optischen Spektren. *ZS. f. Phys.* **37**, 658—666, 1926, Nr. 9. Die Verf. leiten auf Grund der Heisenbergschen l -Klassifikation (vgl. diese Ber. S. 688) eine Beziehung zwischen den Termen der Bogenspektren und denen der zum nachfolgenden Element in derselben Horizontalreihe gehörigen Funkenspektren ab. Diese Beziehung ist in gewissem Sinne eine Veränderung des Verschiebungssatzes von Kossel-Sommerfeld für kompliziertere Spektren, indem hier nur Beziehungen zwischen verschiedenen Termen zu erwarten sind, die zur gleichen Elektronenanordnung gehören. Dieser Fall liegt vor beim Vergleich des Bogenspektrums eines Elements mit dem Funkenspektrum des in der gleichen Horizontalreihe nachfolgenden Elements. Aus dem innerhalb der ersten kleinen Periode durchgeführten Vergleich zwischen $N-O^+$, $K-Ca^+$, $Ca-Sc^+$, $Sc-Ti^+$, $Ti-V^+$, $V-Cr^+$, $Cr-Mn^+$, $Mn-Fe^+$, $Sr-Y^+$ ergibt sich ein angenähert konstantes Verhältnis zwischen den betreffenden Term-aufspaltungen, wenn man von den Schwankungen, die durch die angenäherte Gültigkeit der Intervallregel bedingt sind, absieht. Diese Analogie geht noch weiter, indem auch der durch diese Schwankungen bedingte Gang in den zweiten Differenzen der $\Delta\nu$ eines Bogenspektrums in selbem Sinne in dem betreffenden Funkenspektrum wiederkehrt. Die Verf. stellen ferner eine weitere Beziehung auf zwischen Termen verschiedener Multiplizität desselben Elements. Der Vergleich der Aufspaltungen zwischen j und $j+1$ bei zwei verschiedenen Termen desselben Spektrums und bei konstant gehaltenem j ergibt, daß diese Aufspaltungen sich verhalten wie die umgekehrten Rumpfquantenzahlen r , sofern allein diese variiert werden. Diese Beziehung finden sie an dem ganzen vorliegenden experimentellen Material durchweg bestätigt. FRIEDRICH

Frank G. Hoyt. Intensities in spectra and the new quantum mechanics. Phys. Rev. (2) 27, 805, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Durch die neue Quantenmechanik von Heisenberg und Born wird es möglich, genaue Ausdrücke für die Intensität der Spektrallinien zu entwickeln. Dabei zeigt sich, daß keiner der von der älteren Theorie entwickelten Ausdrücke als genau angesehen werden kann, wenn die neue Theorie angenommen wird. Verf. zeigt, daß die Berechnungen dieser neuen Theorie in Übereinstimmung mit den relativen Intensitäten der (O_1)- und (O_2)-Banden in HCl sind.

GÜNTHERSCHULZE.

Georg Joos. Die korrespondenzmäßige Deutung des spontanen Auftretens von Spektrallinien des Typs $ms—nd$. Phys. ZS. 26, 729—730, 1925, Nr. 21. Das in Absorption schon bei sehr niederen Drucken beobachtete Auftreten der Kaliumlinien $1s—3d$ läßt eine durch äußere Felder verursachte Durchbrechung des Auswahlprinzips unwahrscheinlich erscheinen. Es wird daher umgekehrt aus der Beobachtung der Schluß gezogen, daß die Periheldrehung nicht gleichförmig erfolgt, sondern höhere Harmonische enthält. Nun erfolgt bei einer Tauchbahn die Periheldrehung durchaus nicht gleichförmig, höhere Harmonische der Drehfrequenz treten indes, wie die Rechnung zeigt, nicht auf, solange man die von der Tauchbahn durchsetzte Fläche als kugelförmig annimmt. Will man daher das Auftreten dieser Linie in obigem Sinne deuten, so muß diese Fläche als asphärisch angenommen werden.

Joos.

E. L. Nichols and H. L. Howes. Transformation spectra and the principle of essential identity. Phys. Rev. (2) 27, 803, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei ihren Umwandlungsprodukten emittieren manche glühende Körper, besonders gewisse Oxyde, Licht, das ihrem Wärmezustand nicht entspricht. Der Effekt läßt sich am besten als vorübergehendes Aufleuchten bei der Abkühlung einer geringen Masse der Substanz beobachten. Durch das Spektroskop sieht man, daß das Leuchten nicht kontinuierlich ist. Wenn der glühende Körper eine seltene Erde als Aktivator gelöst enthält, so besteht das Umwandlungsspektrum aus schmalen Banden, die plötzlich im Gesichtsfeld erscheinen und verschwinden, sobald die Temperatur unter den Umwandlungspunkt sinkt. Sie stimmen mit den kritischen Fluoreszenzbanden des Aktivators überein oder bilden, wenn dies nicht der Fall ist, Glieder von Sätzen äquidistanter Komponenten, aus denen das Fluoreszenzspektrum besteht. Mit anderen Worten, das Fluoreszenzspektrum und das Umwandlungsspektrum sind für einen gegebenen Aktivator im wesentlichen identisch.

GÜNTHERSCHULZE.

R. Mecke. Die Dublettaufspaltungen bei einigen Bandenspektren. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 18, 1926, Nr. 2. Es wird der folgende neue Verschiebungssatz für Bandenspektren aufgestellt: Verbindet sich ein (zweiwertiges) Atom derart mit einem anderen Atom, daß nur ihm allein das Leuchtelektron zukommt, so gleicht das Bandenspektrum dieses Moleküls stets in bezug auf Elektronenenergie, Multiplizität und Größe der Term aufspaltung dem Linienpektrum des im periodischen System vorangehenden Elements. Der Beweis kann zunächst bei den 11 Bandenspektren von ZnH ($\Delta\nu = 330,4$), CdH (1001,0), HgH (3683,2), MgF (22), CaF (74,0), SrF (279,6), HO (126,6), BO (126), C⁺O (126), NO (122), SnCl (2360) erbracht werden, wo sich die Dublettaufspaltungen der vorangehenden Elemente zu denen der Moleküle wie folgt verhalten:

Cu/ZnH = 1,08	Na/MgF = 1,15	N/HO = 1,08	In/SnCl = 1,02
Ag/CdH = 1,04	K/CaF = 1,05	N/BO = 1,08	
Au/HgH = 1,07	Rb/SrF = 1,05	N/C ⁺ O = 1,08	
		N/NO = 1,12	

Zu beachten ist dabei allerdings, daß die Aufspaltungen jedesmal nach der Landéschen Intervallformel $\Delta\nu \sim \frac{Z_i^2}{n_a^3}$ auf gleiche effektive Ordnungszahl Z_i

zu reduzieren sind, doch sind diese Werte sämtlich aus den spektroskopischen Daten der Linienspektren bekannt. Die ausführlichere Mitteilung s. ZS. f. Phys.

SCHIEBER

K. L. Hertel. Effect of an electric field on the radiation from hydrogen atoms. Phys. Rev. (2) 27, 804—805, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kanalstrahlen wurden aus einer Entladungsröhre durch ein feines Loch in einer Beobachtungskammer gesandt, in der ein sehr geringer Druck (0,0005 mm Hg) herrschte. Das Leuchten der Strahlen klang schnell ab, wie es auch von anderen Beobachtern festgestellt wurde. Das von den Kanalstrahlen bei ihrem Eintritt in die Kammer ausgestrahlte Licht erwies sich als teilweise polarisiert, wobei die Polarisation aber mit zunehmender Entfernung von der Öffnung ab, und diese Abnahme war größer als die Abnahme der Intensität der Strahlen. Wenn ein elektrisches Querfeld eingeschaltet wurde, so verhielt sich die senkrecht zum Feld beobachtete Polarisation ganz anders. Die ursprüngliche Polarisation änderte sich sehr schnell und schon 2 mm hinter der Öffnung war die Komponente parallel zum Strahlenbündel schwächer als die andere. Diese nahm dann etwa mit der gleichen Geschwindigkeit ab, wie die ohne Feld beobachtete Polarisation. GÜNTHERSCHULZE

J. W. Beams. The effect of changing the conditions of excitation upon the time of appearance of certain spark lines of cadmium and zinc. Phys. Rev. (2) 27, 805, 1926. Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde das Auftreten der Funkenlinien von Cd und Zn in zwei Spektren untersucht, die entstanden, wenn die gleiche Funkenentladung zwischen Metallelektroden in Luft oder durch den ionisierten Dampf des Metallbogens überging. Sämtliche Linien 4924, 4912 ($4d_{1,2} - 4f$), 6103, 6021 ($4p_1 - 5d_1$), ($4p_2 - 5d_2$) des Zn und 5378, 5338 ($5d_1 - 4f_1$), ($5d_2 - 4f_2$) des Cd erschienen in beiden Spektren gleichzeitig. Daraus wird geschlossen, daß die Reihenfolge des Erscheinens der Spektrallinien im Funken im wesentlichen ein atomares Vorgang und von den Charakteristiken der Funkenentladung unabhängig ist.

GÜNTHERSCHULZE

F. L. Mohler. Excitation potentials of the spectra argon II and neon II. Science 63, 405, 1926, Nr. 1633. Zur Bestimmung der Anregungsspannungen von Argon II und Neon II dient folgende Methode: Die von einem Entladungsrohr mit Glühkathode kommende Strahlung fällt auf die in demselben Gefäß befindliche aber elektrisch von der ersten geschützte Entladungsbahn einer zweiten Glühkathode und erzeugt hier durch Photoeffekt Ionen, die die Raumladung beeinflussen. Für Argon ergeben sich die Potentiale $32,2 \pm 0,2$; $34,8 \pm 0,5$; $39,0 \pm 0,5$ Volt. Die erste Spannung wird als Anregungsspannung des Funkenspektrums, die zweite als Abtrennungsarbeit von zwei 3_2 -Elektronen, die dritte als Abtrennungsarbeit eines 3_1 -Elektrons gedeutet. Bei Neon ergeben sich zwei kritische Spannungen bei $48,0 \pm 1$ und $54,9 \pm 1$ Volt. Die zweite wird gedeutet als Abtrennungsarbeit für zwei 2_2 -Elektronen, die erste als Abtrennungsarbeit eines Elektrons bei gleichzeitiger Anhebung eines zweiten Elektrons auf eine dreiquantige Bahn.

W. GROTRIAN

Hans Kerschbaum. Über Messungen der Leuchtdauer der Atome am Alkalimetallen, Sauerstoff und Stickstoff. Ann. d. Phys. (4) 79, 465.

—488, 1926, Nr. 5. Eine Ausdehnung der Untersuchungen über die Leuchtdauer der Atome nach der von W. Wien ausgearbeiteten Kanalstrahlenmethode (Abnahme des Leuchtens im hohen Vakuum) auf die Bogenlinien des Sauerstoffs und Stickstoffs, sowie auf die Spektren der Alkalien Na und Li. Die Verbesserung besteht hauptsächlich in der gleichzeitigen Aufnahme von Dopplereffekt (zwecks Geschwindigkeitsbestimmung) und Abklingung. Die Verwendung sensibilisierter Platten ermöglicht Aufnahmen im roten und gelben Spektralgebiet. Es wird ferner eine neue Methode zur Erzeugung von intensiven und verhältnismäßig lange Zeit konstanten Alkalistrahlen ausgearbeitet. Die Ergebnisse der Untersuchung, die auch Neubestimmungen bereits von W. Wien bestimmter Abklingungen enthält, sind im folgenden zusammengefaßt: 2α bedeutet die Abklingungskonstante im Exponenten $e^{-2\alpha \frac{J}{v}}$ (y Weg, v Geschwindigkeit des Strahles), $T = \frac{1}{2} \alpha$ die mittlere Leuchtdauer.

Element	$2\alpha \cdot 10^{-7}$	$T \cdot 10^8$	λ in Å
H	5,54	1,81	H β , 4861
Li	1,54	6,45	6709, 6103, 4603
Na	2,7	3,7	5889, 4500
O { Funken	6,54	1,53	4670, 4590, 4410, 4350, 4190
{ Bogen	0,67	14,9	6153, 4368
N { Funken	7,4	1,35	5335, 5005, 4430, 3990
{ Bogen	1,06	9,45	6610, 4113, 4105

Für ein Element zeigen alle Funkenlinien bzw. Bogenlinien unter sich gleiche Abklingung, unabhängig von der Zugehörigkeit zu einer bestimmten Serie. Sowohl bei Sauerstoff wie bei Stickstoff besitzen die Bogenlinien eine kleinere Abklingung oder größere Leuchtdauer als die Funkenlinien. Bei Li und Na ist die Leuchtdauer größer als für H und die Funkenlinien von O und N. Die Wiensche Ablenkungsmethode zur Unterscheidung zwischen Bogen- und Funkenlinien wird bei O und N auf das rote und gelbe Gebiet ausgedehnt. RÜCHARDT.

Kevin Burns and Wm. F. Meggers. Standard solar wave lengths (4073—4754 Å.-E.). Publ. Allegheny Obs. 6, 105—124, 1925, Nr. 7. Die Unsicherheiten der Rolandschen Skale erschweren einen Vergleich der Spektren irdischer Lichtquellen mit dem Sonnenspektrum: Es ist daher notwendig, die Wellenlängen des Sonnenspektrums neu zu messen und dabei die Genauigkeit zu erreichen, wie sie für irdische Lichtquellen bereits vorhanden ist. Ein System von Wellenlängennormalen für das Sonnenspektrum soll festgelegt werden. Die Untersuchungen werden zwischen 3600 und 7200 Å.-E. mit dem Fabry-Perotschen Interferometer durchgeführt. Die vorliegende Arbeit gibt die Ergebnisse für das Gebiet von 4073 bis 4754 Å.-E. Der Anschluß der Sonnenlinien geschieht direkt an die roten Linien des Neonspektrums. Hierzu dient eine Neonröhre, die vorher an die rote Cadmiumlinie angeschlossen worden ist. Die experimentelle Anordnung ist im wesentlichen die übliche und vereinigt ein Fabry-Perotsches Interferometer mit einem Plangitter von 3,65 Å.-E./mm Dispersion in der ersten Ordnung. Das Neospektrum wird durch einen schwach versilberten Spiegel, der unter 45° zur optischen Achse befestigt ist, in den Strahlengang gebracht und gleichzeitig mit dem Sonnenspektrum in einer Hilfskamera photographiert. Durch geeignete Farbfilter wird der Teil des Sonnenspektrums, der das rote Neospektrum über-

decken würde, absorbiert und nur der gerade zu beobachtende Teil des Sonnenspektrums durchgelassen. Gleichzeitig gelingt damit eine Herabsetzung der Wärmewirkung auf das Interferometer. Weiterhin wird das Interferenzphänomen eines Absorptionsspektrums eingehend besprochen. Der Spalt muß eine vorgeschriebene Breite haben, die von der Wellenlänge und der Ordnungszahl der Interferenzen abhängt. Ist dies nicht der Fall, so zeigt das kontinuierliche Spektrum Interferenzen. Die Kurven gleicher Schwärzung bilden Parabeln. Dieses Phänomen macht die Messung der Interferenzen an den Absorptionslinien unmöglich. Ist die Spaltbreite richtig gewählt, so verschwinden die Interferenzen des kontinuierlichen Spektrums. Dieses erscheint als gleichmäßiger Untergrund. Da, wo eine Absorptionslinie liegt, wird dieser Untergrund ebenfalls aufgeteilt mit Ausnahme derjenigen Stellen, wo Interferenzmaxima liegen. An diesen Stellen wird der Untergrund absorbiert; sie erscheinen ungeschwärzt. An den Stellen, wo eine Emissionslinie größte Schwärzung aufweist, zeigt also eine Absorptionslinie die geringste. 200 Linien werden gemessen. Der wahrscheinlichste Fehler, der aus 5 bis 30 Einzelmessungen jeder Linie berechnet ist, beträgt ungefähr $\pm 0,001 \text{ \AA.-E.}$ Bei 25 Proz. der Linien treten auch größere Fehler auf. Die gewonnenen Zahlen (BM) gestatten einen Vergleich mit den Rolandschen Werten (R). Die Kurve, die R—BM in Abhängigkeit von λ darstellt, verläuft im allgemeinen stetig in Gestalt einer Sinuskurve von kleiner Amplitude. Bei 4142 befindet sich eine Unstetigkeit, die auch durch Vergleich mit Werten des Eisenvakuumbogens bestätigt wird. Die Differenzen R—BM sind unabhängig von der Intensität der Linien. Dies macht es wahrscheinlich, daß die Rotverschiebung, die die starken Sonnenlinien gegenüber Laboratoriumslichtquellen zeigen, reell sind. Nachdem die Linien des Sonnenspektrums mit guter Genauigkeit bestimmt sind, tritt als weitere Aufgabe der Vergleich mit irdischen Lichtquellen hinzu. Hierzu wird ein Eisen-Titanvakuumbogen (Fe) benutzt. Der Vergleich geschieht entweder so, daß unmittelbar vor oder nach der Aufnahme des Sonnenspektrums das Eisenspektrum mit Neon zusammen photographiert wird. Oder das Eisenspektrum wird direkt als Vergleichsspektrum an Stelle von Neon benutzt. In diesem Fall wird der Eisenbogen so kurz exponiert, daß nur die stärksten Linien auf die Platte kommen. Sie fallen dann in die breiteren Absorptionslinien des Sonnenspektrums hinein und können daher gut gemessen werden. Hiernach ergeben sich Werte BM—Fe für die stärksten Eisen- und Titanlinien. Diese Differenzen sind stets positiv, d. h. es liegt eine ausgesprochene Rotverschiebung der Sonnenlinien vor. Die Verschiebung zeigt ferner eine starke Abhängigkeit von der Intensität der Linien und wächst mit dieser fast linear von 0,002 bis 0,015 \AA.-E. Ferner scheint sie unabhängig von der Wellenlänge, denn die Kurven, die aus Mittelwerten zwischen 4350 bis 4750 bzw. 4100 bis 4300 gewonnen worden sind, verlaufen in fast konstantem Ordinatenabstand derart, daß die erstere ungefähr 0,003 \AA.-E. höher liegt. Die funktionale Abhängigkeit von der Wellenlänge kann jedoch erst festgestellt werden, wenn größere Gebiete des Sonnenspektrums vermessen worden sind. Auch herrscht Mangel an gut vermessenen Linien von Vakuumbogen verschiedener Elemente. Ferner ist die Kurve unsicher, weil die Intensitätsangaben für die Sonnenlinien auf Schätzungen beruhen. Insoweit die Intensitätsverhältnisse dieser Linien in irdischen Lichtquellen durch die Multipliettgesetze bekannt sind, zeigt sich, daß zwischen den Intensitätsangaben der Sonnenlinien und den entsprechenden Linien des Eisenbogens keine konstanten Beziehungen bestehen. Aus demselben Grunde ist auch die Realität der konstanten Differenz zwischen den beiden Kurven bei 4200 und 4600 zweifelhaft. In die Messung der Rotverschiebung der Sonnenlinien gehen daher so viele, noch unbekannte Faktoren ein, daß es unangebracht erscheint, schon jetzt Aussagen über die Natur dieser

verschiebung zu machen. Insbesondere herrscht eine große Unsicherheit über das Vorhandensein eines Gravitationseffektes, denn die Abhängigkeit der Verschiebungen von der Intensität der Linien zeigt, daß er zum mindesten von einem anderen Effekt überlagert sein muß.

WOLFSOHN.

J. Hopfield and G. H. Dieke. *PP'*-groups in the elements S(I) to K(IV). *Phys. Rev.* (2) **27**, 638—639, 1926, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zu den bei S II und S I bekannten *PP'*-Gruppen (Hopfield, *Phys. Rev.* **23**, 766, 1924 und **26**, 282, 1925) wurden zwei neue Multipletts, welche Übergängen zweier Elektronen entsprechen, in den Spektren A III und K IV gefunden. Der Endzustand dieser vier Gruppen ist der tiefste *P*-Term. Die sechs Linien dieser Multipletts sind auf den Spektrogrammen von S, Cl und A gut aufgelöst, während die Lage des Multipletts in K IV vorausgesagt und aus den Messungen von Millikan und Bowen bestätigt werden konnte. Die Schwingungszahlen der Multipletts sind:

S I	Cl II	A III	K IV
72 380	93 995	114 797	135 691
72 174	93 626	114 216	134 745
72 019	93 357	113 803	134 174
71 985	93 305	113 687	133 326
71 805	92 995	113 228	132 222
71 625	92 669	112 690	

Bowen und Millikan (*Phys. Rev.* **26**, 150, 1925) haben bei einer Reihe von Elementen ebenfalls *PP'*-Gruppen beobachtet. Aus einem Vergleich mit ihren Ergebnissen ergibt sich: 1. Die Struktur der Gruppen ist die gleiche, nur daß in vorliegenden Fälle die Tripletterme verkehrt sind. 2. Die aufeinanderfolgenden Frequenzdifferenzen der Gruppen von S I bis K IV sind fast gleich denen von Mg I bis Cl VI. 3. Die Frequenzdifferenz zwischen dem Multiplett von S I und von K V ist nahezu gleich der Trennung der Cl II- und der Cl VI-Gruppe. Die hiernach dem Multiplett von O V entsprechende Gruppe in O I konnte nicht gefunden werden.

P. SAFFERT.

V. H. Crew and E. O. Hulburt. On the continuous spectrum of hydrogen. *Phys. Rev.* (2) **27**, 800, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einer mit trockenem Wasserstoff von mäßigem Druck (Dunkelraum 1 bis 3 mm) gefüllten Entladungsröhre haben die Schichten in der Nähe des negativen Endes der positiven Säule ganz abweichende Farben, Dicken und Abstände. Die erste ist lebhaft blau und schmal, die zweite oder dritte ist mehr rosa und breiter, die dritte oder vierte wieder blauer, die übrigen mehr rosa oder weiß in den meisten Fällen. Spektrogramme zeigten, daß die erste blaue Schicht das kontinuierliche Spektrum des Wasserstoffs in großer Reinheit emittiert, während die Balmerreihe und das Heliolinienspektrum relativ schwach waren. In den anderen Schichten war das kontinuierliche Spektrum schwächer als die Linienspektren. In der Kathodenröhrenhülle, im Fallraum, im negativen Glimmlicht und im faradayschen Dunkelraum fehlte es. Das Intensitätsverhältnis der Balmerlinien schien in den verschiedenen Teilen der Entladung verschieden zu sein. Bei feuchtem Wasserstoff waren in den Schichten die Balmerlinien hell und das kontinuierliche Spektrum schwach. Diese Ergebnisse führen zusammen mit der Analyse der Kanalstrahlen einer Wasserstoffentladung durch Smyth und Braxfield zu dem Schluß, daß das kontinuierliche Spektrum des Wasserstoffs emittiert.

GÜNTHERSCHULZE.

Frederick K. Bell. The infra-red absorption spectra of organic derivatives of ammonia. III. Di- and triphenylamine. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 813—817, 1926, Nr. 3. Das Absorptionsspektrum von geschmolzenem Diphenylamin und Triphenylamin wurde im Infrarot zwischen 1,0 und 12,0 μ untersucht. Die erhaltenen Spektren zeigen zwischen 2,8 und 3,4 μ denselben qualitativen Unterschied gegenüber dem Anilinspektrum, wie die der Alkylaniline. Die für das Methyl und die für das Phenyl charakteristischen Absorptionen fallen beide in den Bereich von 3,3 μ .

KAUFFMAN

Frederick K. Bell. The infra-red absorption spectra of organic derivatives of ammonia. IV. Mono-, di- and tribenzylamine. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 818—823, 1926, Nr. 3. Die Absorptionsspektren von Mono-, Di- und Tribenzylamin wurden zwischen 1,0 und 12,0 μ aufgenommen. Das Tribenzylamin wurde in geschmolzenem Zustand untersucht. Die drei Verbindungen zeigen unter sich dieselben Unterschiede, wie die primären, sekundären und tertiären Amine vom Aryl- und Aryl-alkyl-typus. Die 3,3 μ - und die 3,5 μ -Banden des Di- und des Tribenzylamins lassen sich auflösen; die letztere ist schwächer als in den Alkylanilinen, wohl infolge des dämpfenden Einflusses des Phenyl. Die drei Amine zeigen eine neue Bande bei 5,1 μ , welche dem Benzolkern charakteristisch ist.

KAUFFMAN

E. K. Plyler. The infrared spectra of brucite and some sulphates; isotopic effect. Phys. Rev. (2) 27, 801—802, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe eines Spektrometers für das Ultrarot wurde die Struktur der Absorptionsbande von Brucit $[\text{Mg}(\text{OH})_2]$ untersucht. Das Gebiet größter Absorption liegt bei 2,48 μ . Neben diesem Maximum wurden schwache Absorptionsmaxima festgestellt bei 2,40 μ , 2,30 μ , 2,14 μ . Die Maxima bei 2,48 μ , 2,40 μ und 2,30 μ entsprechen annähernd den Isotopen Mg^{24} , Mg^{25} und Mg^{26} , die von Aston gefunden wurden. Die schmale Bande bei 2,14 μ entspricht Mg^{28} , das bisher noch nicht festgestellt worden ist. Die Untersuchung von Coblenz wurde auf Isotopeneffekte hin durchgesehen. Im Reflexionsspektrum des gelösten Nickelsulfats sind zwei Maxima bei 9,14 und 9,50 μ . Das zweite ist stärker. Sie entsprechen wahrscheinlich Ni^{58} und Ni^{60} . Im Spektrum des Kaliumsulfats sind zwei Maxima, das eine bei 9,00 μ , das andere bei 9,40 μ , das letztere ist stärker. Die beiden Maxima entsprechen wahrscheinlich K^{39+41} und K^{41} doppelt genommen. Andere Sulfate zeigten in Lösung nur ein Maximum.

GÜNTHERSCHULZ

Ian Sandeman. The secondary spectrum of hydrogen at higher pressure. II. Proc. Roy. Soc. London (A) 110, 326—341, 1926, Nr. 754. Auf Grund des gleichartigen Verhaltens bei Entladung unter erhöhtem Druck wurde eine Anzahl Linien des zweiten Wasserstoffspektrums zum P- und R-Zweig einer Bande zusammengefaßt, von der nach Richardson und Tanaka bisher der Q-Zweig bekannt war. Ferner werden vier durch P-, Q- und R-Zweig vertretene Banden angegeben, deren Nulllinien der Rydbergformel

$$18\,567,47 - \frac{1\,096\,783,3}{(n + 0,159\,883)^2}$$

mit $n = 6, 7, 8, 9$ gehorchen.

Joo

K. Bechert und M. A. Catalan. Über das Bogenspektrum des Palladiums. ZS.f. Phys. 35, 449—463, 1926, Nr. 6. Die Arbeit enthält die Einordnung von 189 Linien des Pd-Bogenspektrums in Singulett- und Tripletterme. Als besondere Hil-

Mittel für die Einordnung standen zur Verfügung: eine Aufnahme des Unterspinnerfunken von v. Angerer und Joos und Absorptionslinientabellen von Meggers, außerdem ältere Zeemaneffekte von Purvis und neuere Messungen von Beals, der zugleich die Einordnung der gemessenen Linien nach inneren Quantenzahlen angibt. Der Grundterm ist ein 1S -Term, die Intervallregel ist nicht erfüllt, die Aufspaltungen selbst sind beträchtlich ($\Delta\nu$ bis zu 2900!). Die Einordnung zu inneren Quanten läßt sich nur unsicher durchführen (Versagen der Intervallregel!). Ausführlich werden die Beziehungen zwischen den Spektren der Fe- und Pd-Reihe im Sinne der Heisenbergschen Systematik und die Magnetronenzahlen diskutiert. FRERICHS.

H. Rausch v. Trautenberg. Über die Spektren von Calcium und Lithium bei extrem hohen Stromdichten; nach Versuchen von Hermann Gechem. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 6, 45—47, 1925, Nr. 3. Bei den Versuchen des Verf. wurden in die Strombahn eines Schwingungskreises von bekannter Selbstinduktion und Kapazität enge Kapillaren, mit dem betreffenden Metall gefüllt, eingebracht, das dabei verdampfte und durch die hohen Stromdichten der ersten Halbperiode der Entladung von etwa 16000 Amp./mm² zum Leuchten angeregt wurde. Die Amplituden im weiteren Verlauf der Schwingung kamen wegen der starken Dämpfung nicht in Betracht. Bei einer Stromdichte von 1100 Amp./mm² verschwand die Ca-Bogenlinie 4226,73, die Funkenlinien *H* und *K* (3968,63 und 3933,83) blieben erhalten. Dies wird so erklärt, daß bei der extrem kurzen Zeit der Entladung die Ionen nicht mehr Zeit finden, sich in genügender Anzahl zu neutralisieren, und somit nicht mehr in derselben Halbperiode der Entladung außer den Funkenlinien die Bogenlinien emittieren können. Bei Lithium verschwanden bei 4350 Amp./mm² die Linien der zweiten Nebenserie, bei 16600 Amp./mm² und 5 mm Druck auch die Linie 6708. Außer der schon bei 4380 Amp./mm² beobachteten Funkenlinie Li^+ 5890 trat bei diesen extrem hohen Stromdichten eine unbekannte Linie bei 4890 Å.-E. auf. Weitere Versuche sollen entscheiden, ob diese und zwei in engen Kapillaren beobachtete Dubletts bei 6375 bis 6340 bzw. 5065 bis 5049 Å.-E. dem Lithium oder Verunreinigungen (Si) angehören. FRERICHS.

B. T. Barnes. Interferometer measurements of the pressure-shift of lines in the arc spectrum of nickel. Astrophys. Journ. 63, 127—132, 1926, Nr. 2. Im Intervall von 6 bis 76 cm Hg wird an 72 Nickellinien zwischen 3500 und 6200 Å.-E. die Druckverschiebung gemessen. (Fabry-Perot-Interferometer mit stigmatischer Konkavgitteraufstellung zur Vorzerlegung, Vakuumbogenlampe.) Aus dem Lichtbogen, dessen Länge 12 bis 15 mm beträgt, ist zur Vermeidung von Poleffekten ein mittleres Stück von $\frac{5}{4}$ mm Länge ausgeblendet. Zum Anschluß an die Eisennormalen werden Nickel- und Eisenspektrum gleichzeitig aufgenommen, indem der Nickelbogen mit einer Linse auf den Ort des Eisenbogens abgebildet wird. Die meisten Linien zeigen eine „positive“ Druckverschiebung (die Wellenlänge wächst mit dem Druck) von 0,001 bis 0,010 Å.-E. Fünf Linien zeigen keinen, elf einen negativen Effekt. Als wahrscheinliche Fehler werden je nach der Schärfe der Linien 0,0005 bis 0,002 Å.-E. angegeben. WILHELMY.

K. W. Meissner. Über den Bau des Argonspektrums. ZS. f. Phys. 37, 238—242, 1926, Nr. 4/5. Auf Grund seiner Ergebnisse aus den Versuchen über Absorption in angeregtem Argon (Phys. ZS. 26, 687, 1925) und durch Vergleich mit den entsprechenden Neonlinien gelangt der Verf. zu folgendem, hier abgekürzt

wiedergegebenen Termschema, das die 30 stärksten Linien im roten und infraroten Teile des Argonspektrums als ($p-s$)-Kombinationen deutet:

j		1	0	1	2
	Terme	$1s_2$	$1s_3$	$1s_4$	$1s_5$
0	$2p_1$	7 504		6677	
1	$2p_2$	8 265	7 724	7273	6695
2	$2p_3$	8 408		7383	7067
1	$2p_4$	8 521	7 948	7471	7141
0	$2p_5$	8 578		7515	
2	$2p_6$	9 225		8009	7635
1	$2p_7$	9 354	8 667	8103	7723
1 oder 2	$2p_8$	9 784		8424	8014
3	$2p_9$				8115
1 oder 2	$2p_{10}$	11 590	10 640	9658	9123

Weiterhin wird der Grundzustand des Argons angegeben: Der Grundterm korrespondiert mit den Termen $1s_4$ und $1s_2$ ($1s_4 - 1s_2$ ist gerade die ν -Differenz der von Lyman und Saunders gemessenen Linien 1048,28 und 1066,73 Å.-E., Natur 116, 358, 1925), dagegen nicht mit $1s_3$ und $1s_5$. Folglich muß wie bei Neon die innere Quantenzahl des Grundterms gleich Null sein. Eine ausführliche Mitteilung über die Einordnung von 80 Proz. der Argonlinien soll demnächst erscheinen.

WILHELM

Svend Aage Schou. Absorption des rayons ultraviolets par les aldéhydes. C. R. 182, 965—967, 1926, Nr. 16. Acetaldehyd und Propionaldehyd zeigen in sorgfältig gereinigtem Zustand eine gegen 2800 Å.-E. liegende Bande, die auf die Aldehydgruppe CHO zurückzuführen ist und eine Ausladung zwischen 3100 und 3300 aufweist. Im Dampfspektrum löst sich diese Ausladung in eine Serie sehr schmaler Banden auf. Im extremen Ultraviolett bei 2000 Å.-E. erhöht sich die Absorption wieder etwas, ist aber viel geringer, als von V. Henri und J. Bielecki deren Material nicht so sorgfältig gereinigt war, angegeben worden ist.

	Acetaldehyd		Propionaldehyd		Chloral in Hexan
	in Wasser	in Hexan	in Wasser	in Hexan	
Maximum λ	2778	2934	2765	2895	2900
Maximum ϵ	8,7	11,8	9,1	18,2	33,0
Ausladung λ	3175	3330	3175	3330	3270
Ausladung ϵ	0,7	1,2	0,6	0,9	6,7
Minimum λ	2150	2225	2160	2245	2440
Minimum ϵ	0,24	0,68	0,32	0,95	4,6
ϵ für 2000 Å.-E.	0,35	1,5	0,7	1,8	—

Die Tatsache, daß die Absorption in Hexan stärker als in Wasser ist, erklärt sich aus der Bildung eines Hydrats im Wasser. Aus dem gleichen Grunde verschwinden die Bande, welche Chloral in Hexan zeigt, in Wasser vollständig. Aus den Unterschieden, welche zwischen den Absorptionen in diesen beiden Lösungsmitteln bestehen, berechnet sich für die wässrigen Lösungen beim Acetaldehyd ein

Gehalt an Hydrat von 26 Proz. und beim Propionaldehyd ein Gehalt von 50 Proz. aus der sehr schwachen Absorption im extremen Ultraviolett ist zu schließen, daß die Enolform der Aldehyde in der wässerigen Lösung zweifellos in einem kleineren Verhältnis als 1:15000 vorhanden ist.

KAUFFMANN.

A. Saunders. On the spectrum of argon. Phys. Rev. (2) 27, 799, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das von Lyman erhaltene Argonspektrum zeigt im äußersten Violett ein sehr starkes Linienpaar, 1048,26 und 1066,72, und verschiedene andere Linien, von denen einige noch nicht identifiziert sind. Nach der Termbezeichnung von Paschen ist dieses Paar eine Kombination zwischen einem $1p$ -Niveau ($j = 0$) und $2s_2, 2s_4$. Die bekannten Frequenzunterschiede im übrigen Argonspektrum führen zu den Termen $2s_3$ und $2s_5$ und verschiedene p -Terme werden leicht erhalten, von denen einige mit allen s -Termen, andere nur mit den s_2, s_4 - und s_5 -Termen kombiniert sind, wie bei Ne. Verf. fand nun, daß drei von den letzteren (vermutlich p_4, p_6 und p_8) sich wider Erwarten mit $1p$ kombinieren und starke Linien bilden (941,39, 932,09, 919,80). Die gleichen Kombinationen führen auch im Ne zu Linien, wenn auch schwächeren (662,84, 665,30, 667,46), die bisher nicht identifiziert sind. Bei diesen Linien muß sich von 0 auf 2 ändern. Sie zeigen also ein ganz ungewöhnliches Verhalten. Sie entstehen bei einer schwachen Erregung. Andere pp -Kombinationen scheinen vorhanden zu sein, wurden aber noch nicht sicher festgestellt (z. B. Ar 946,95). Auch im Argonspektrum wurden noch verschiedene andere Terme gefunden und Aufnahmen im Ultrarot gemacht, die Grundlagen für eine vollständige Analyse dieses Spektrums geben.

GÜNTHERSCHULZE.

I. B. Dorgelo und J. H. Abbink. Das Neon- und Heliumspektrum im äußersten Ultraviolett. ZS. f. Phys. 37, 667—671, 1926, Nr. 9. Physica 6, 150—154, 1926, Nr. 4. Die Verff. setzen die von Hertz (vgl. diese Ber. 6, 1459, 1925) begonnenen Untersuchungen über das Neon- und Heliumspektrum im äußersten Ultraviolett mit dem gleichen Vakuumspektrographen und einer Glimmentladung in Neon—Helium von 5 mm und einer Stromstärke von 6 Milliamp. fort. In Übereinstimmung mit Lyman—Saunders messen sie 13 Neonlinien zwischen 743 und 589 Å.-E., wobei die erreichte Auflösung hinreicht, um 619,09 und 618,63 Å.-E. deutlich zu trennen. Bei allen Aufnahmen mit dem Neon-Heliumgemisch waren die Linien $1p—ms_2$ stets schwächer als die betreffenden Linien $1p—ms_4$, obwohl beide Niveaus s_2 und s_4 nach Landé die gleiche innere Quantenzahl $3/2$ besitzen und somit nach den Intensitätsregeln in gleicher Intensität auftreten müßten. Nach Goudsmit und Hund ist dieses Verhalten dadurch zu erklären, daß der Term s_2 einem Singulett- P -Term, der Term s_4 einem Triplett- P -Term entspricht und somit die Linie $1p—ms_4$ als Interkombinationslinie nicht dieselbe Intensität zu haben braucht, wie die Singulettlinie $1p—ms_2$. Bei niedrigem Neonpartialdruck gelingt es jedoch, in Übereinstimmung mit Lyman, das relative Verhältnis der beiden Resonanzlinien des Neons geradezu umzukehren. Die Verff. beobachten weiter die auch von Lyman beobachteten Heliumlinien: 584,33, 537,08 und 522,17 Å.-E. Die von Lyman angegebene diffuse Linie 600,03 Å.-E. halten sie jedoch für die an der gleichen Stelle liegende Neonlinie $1p—4s_2$, die durch Stöße zweiter Art durch die in dem relativ langlebigen $2S$ -Zustand befindlichen Heliumatome angeregt wird.

FRERICHS.

R. C. Gibbs. The extreme ultra-violet spectrum of titanium. Phys. Rev. (2) 27, 799, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe eines Vakuum-

spektrographen wurden Photographien des kondensierten Funkenspektrums von Ti im Gebiet 192 bis 1718 Å gewonnen. Durch Vergleich mit den Ergebnissen früherer Beobachter gelang es, verschiedene Linien anderen Elementen wie C und Si zuzuteilen, die stets als Verunreinigungen vorhanden sind. Sämtliche von Lang mitgeteilten 25 Linien wurden gefunden und etwa 90 weitere Linien. Sorgfältige Einstellung und die Verwendung eines sehr engen Spaltes ermöglichte eine Festlegung der Wellenlängen bis auf 0,05 Å bei vielen Linien der zweiten Ordnung. Auf einer Platte gelang es, in der zweiten Ordnung sämtliche sieben Komponenten der Sauerstofflinie 834 zu beobachten. GÜNTHERSCHULZ

Otto Stuhlman jr. The ultra and extra-ultraviolet spectrum of iron as developed by the inverse photo-electric effect. Phys. Rev. (2) 27, 799, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. verwandte eine Drei-Elektrodenröhre mit Platinfaden und -gitter und Anodenplatte aus Eisen. In Serie mit dem Gitter befand sich ein empfindliches Galvanometer und eine veränderliche Spannung, deren negativer Pol mit dem negativen Ende des Fadens verbunden war. Ein zweiter Stromkreis, bestehend aus einer Batterie, deren negativer Pol mit dem Galvanometer, deren positives Ende mit der Platte verbunden war, diente dazu, die Platte auf einem konstanten positiven Potential zu halten, das höher war als das Gitterpotential. Infolge kritischer Beschleunigungen der vom Gitter ausgesandten Elektronen werden monochromatische Strahlungen ausgesandt, die vom Gitter wieder absorbiert werden und zu einer photoelektrischen Emission führen, so daß sich Unstetigkeiten in den Stromspannungskurven zeigen. Sie werden mit Hilfe der Beziehung $V \cdot \lambda = 12344$ ausgewertet. Unter Verwendung einer Wirkungsfunktion von 5000 Volt für Eisen wurden die folgenden Spektralgebiete dargestellt: Im Funkenspektrum des Eisens hervortretende Linie zwischen 2456 und 2213; neue Linien zwischen 2211 und 2154; Millikan, Bowen und Sawyers Funkenspektrum, einschließlich des Spektralgebiets, das von Bloch untersucht wurde, von 2152 bis 880 Å. Das Spektrum wird bis über 200 Å erweitert. GÜNTHERSCHULZ

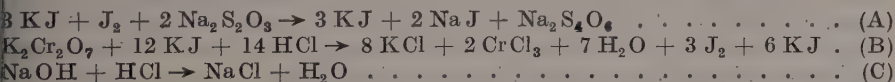
John G. Frayne and Alpheus W. Smith. The absorption spectra of the vapors of aluminum, gallium, indium and thallium in the ultra violet. Phys. Rev. (2) 27, 23—30, 1926, Nr. 1. Die Dämpfe der zu untersuchenden Metalle werden in einem 15 cm langen Graphitrohr erzeugt, das durch eine Sauerstoff-Acetylenflamme erhitzt wird. Als Lichtquelle für das kontinuierliche Spektrum dient der kondensierte Funke unter Wasser zwischen Wolframelektroden. Die Anordnung gibt ein Spektrum von 8000 bis 2000 Å.-E. Bei Al werden bei 1200° die ersten sechs Paare der ersten Nebenserie beobachtet. Dagegen treten die ersten Glieder der zweiten Nebenserie $2p_i - 2s$ nicht auf. Diese werden in Absorption (Selbstumkehr) nur in einem Kohlebogen erhalten, in dessen positivem Krater das Metall bei einer Stromstärke von 15 Amp. verdampft wird. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zu dem, was man nach der Bohrschen Theorie erwarten sollte. Bei einer Stromstärke von 10 Amp. erscheinen auch im Bogen nur Glieder der ersten Nebenserie, und zwar $2p_i - md$ für $m = 6$ bis 11. Im Gegensatz hierzu werden bei Gallium bei einer Temperatur von 1500° außer Gliedern $2p_i - md$ der ersten auch Glieder $2p_i - ms$ der zweiten Nebenserie beobachtet, und zwar vier bis fünf Glieder jeder Serie. Zwischen 2620 und 2480 Å. erscheinen Banden. Das gleiche Verhalten wie das Gallium zeigt auch das Indium. Bei Thallium wird das verschiedene Verhalten der Niveaus $2p_1$ und $2p_2$, das schon von Grotrian festgestellt worden ist, bestätigt. Bei 400° erscheinen von den Serien $2p_2 - ms$ und $2p_2 - md$ je drei Glieder als feine Absorptionslinien.

Bei Erhöhung der Temperatur verbreitern sich diese Linien unsymmetrisch nach Rot zu Banden. Dagegen erscheinen die Linien der Serien $2p_1 - ms$ und $2p_1 - md$ erst bei 800° und werden durch Temperaturerhöhung nicht beeinflusst. WOLFSOHN.

G. K. Allison and William Duane. The reflection of characteristic bromine K-radiation by a crystal of potassium bromide. Proc. Nat. Akad. Amer. 10, 298—302, 1924, Nr. 7. (Nachgeholt infolge verspäteten Literatur-Eingangs.) Die Verff. beobachteten an einem Ionisationsspektrometer mit Kaliumbromidkristall, daß das kontinuierliche Spektrum einer Mo-Röntgenröhre von Br-K-Linien geringer Intensität überlagert war, welche dem Bragg'schen Gesetz gehorchten. Die Verff. nehmen an, daß diese Erscheinung, die schon früher von Clark und Duane an anderen Kristallen beobachtet worden war, durch Interferenz der von den gittermäßig angeordneten Br-Atomen ausgehenden Fluoreszenzstrahlung entsteht. BEHNKEN.

F. K. Richtmyer and J. B. Bishop. A precision study of the K absorption limit. Phys. Rev. (2) 27, 794, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Reihe sorgfältiger Messungen beobachteter Absorptionskoeffizienten der K-Absorptionsgrenze des Silbers führte zu Daten, die unter Berücksichtigung der Korrektur für die Spaltbreite mit der Annahme in Übereinstimmung sind, daß das λ^3 -Gesetz von beiden Seiten her bis zur Grenze gültig ist. Gleichzeitig liefert das Messungsverfahren eine Methode, die Größe der Absorptionsdiskontinuität mit großer Genauigkeit zu bestimmen. GÜNTHERSCHULZE.

W. B. Morehouse. The effect of chemical combination on the absorption of x-rays. Phys. Rev. (2) 27, 794—795, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die Absorption von Röntgenstrahlen durch wässrige Lösungen vor und nach einer chemischen Reaktion gemessen, wobei eine ähnliche Differentialnullmethode wie die von Becker (Phys. Rev. 20, 134, 1922) und der direkte Strahl einer wassergekühlten Coolidge-Röhre mit Molybdänantikathode bei 30 kV Scheitelspannung benutzt wurden. Untersucht wurden



Nach Anbringung der erforderlichen Korrekturen für die Dichteänderungen ergab sich: Der Massenabsorptionskoeffizient der Lösung ist bei der Reaktion (A) nach der Reaktion ungefähr 0,25 Proz. kleiner, bei der Reaktion (B) 0,25 Proz. größer als früher. Bei der Reaktion (C) ändert er sich nicht. Da J, S und Cr die einzigen Elemente sind, die bei den Reaktionen ihre Valenz ändern, und da Rechnungen mit Hilfe der bekannten Absorptionskoeffizienten zeigen, daß die Absorption durch das J mehrere Male größer ist als die des S oder Cr, ist es wahrscheinlich, daß J im freien Zustand stärker absorbiert, als in Verbindungen. GÜNTHERSCHULZE.

H. S. Read. X-ray absorption in heated silver. Phys. Rev. (2) 27, 795, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Frühere Versuche führten zu der Vermutung, daß Al, Fe, Ni, Cu, Ag und Pb bei höheren Temperaturen etwas größere Absorptionskoeffizienten haben. Dabei war die Gesamtstrahlung einer W-Antikathode benutzt. Die Fortführung der Versuche mit Silber ergab, daß die Durchlässigkeit eine verwickelte Funktion der Wellenlänge (0,2 bis 0,7 Å) ist, die bei einigen Wellenlängen mit der Temperatur zu- und bei anderen mit zunehmender

Temperatur abnimmt. Die größte Änderung war 1,5 Proz. Abnahme der Durchlässigkeit bei der K -Grenze, wenn der Silberstreifen auf 830°C erhitzt wurde. Wenn diese Abnahme durch eine Verschiebung der K -Grenze verursacht wird, so beträgt diese $0,00021\text{ \AA}$, was -11 Volt entspricht. Es zeigt sich also, daß die Energie der Wärmebewegung einen Betrag zur Röntgenstrahlenenergie zu liefern vermag, oder daß Wärme die Atome auf irgend eine Weise befähigt, ein wenig kleinere Quanten an der K -Grenze zu absorbieren. Die Wirkung der Wärmeausdehnung wurde berücksichtigt.

GÜNTHERSCHULZE

G. E. M. Jauncey und R. A. Boyd. Conditions for the disappearance of the unmodified line in the Compton effect. Phys. Rev. (2) 27, 795—796, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde die von Jauncey und De Foe beschriebene Methode (Phys. Rev. 27, 102, 1926) der Messung des Verhältnisses des Koeffizienten der Streuung ohne Änderung der Wellenlänge zum Gesamtschnekkoeffizienten bei der Streuung einer Wellenlänge von $0,41\text{ \AA}$ durch Kohlenstoff benutzt. Das Verhältnis wird praktisch 1 bei 87° und bleibt so bis 120° (weiter wurde nicht gemessen). Bei Winkeln unterhalb von 87° nimmt das Verhältnis mit abnehmendem Winkel schnell ab. Die Streuung ohne Änderung der Wellenlänge scheint also bei 87° zu verschwinden, wenn $\lambda = 0,41\text{ \AA}$ ist. Nach Jaunceys Theorie sollte sie bei 82° verschwinden. Die Übereinstimmung wird als befriedigend angesehen.

GÜNTHERSCHULZE

Pierre Mertz. Measurement of x-ray scattering coefficient. Phys. Rev. (2) 27, 795—796, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Massenstreuungskoeffizient wurde direkt durch Auffangen der Streustrahlung in einer Ionisationskammer gemessen, die den Streukörper umgab, indem ihre Intensität mit der eines Teiles des Primärstrahles verglichen wurde, der durch eine zweite Ionisationskammer gleicher Länge ging. Der Primärstrahl bestand aus der kontinuierlichen Strahlung einer Coolidge-Wolframröhre, die durch Al und Cu filtriert wurde, bei der die spektrale Breite zwischen den Punkten der halben Maximalintensität etwa 25 Proz. der mittleren Wellenlänge betrug. Die innere Absorption im Streukörper und die vermehrte Absorption des gestreuten Strahles in der Ionisationskammer infolge des Comptoneffektes wurden berücksichtigt. Die letztere konnte nicht sehr genau geschätzt werden und ist wahrscheinlich eine der Hauptfehlerquellen der Messung. Folgende Massenstreuungskoeffizienten σ/ρ in cm^2/g wurden bestimmt:

λ Streukörper	0,32 \AA	0,43 \AA	0,54 \AA	0,66 \AA	0,79 \AA
C	0,166	0,182	0,194	0,214	0,234
H ₂ O	0,198	0,206	0,210	0,216	0,228
Na	0,173	0,191	0,248	—	—
Li	0,133	0,165	0,157	0,169	0,200
B	0,154	0,162	0,169	0,165	0,179

GÜNTHERSCHULZE

N. Ahmad. Absorption of Hard γ -Rays by Elements. Proc. Roy. Soc. London (A) 105, 507—519, 1924, Nr. 733. Mit einer empfindlichen Kompensationsanordnung, deren Einzelheiten im Original nachgelesen werden müssen, wird der Absorptionskoeffizient der γ -Strahlung eines Ra-Präparats in einer Reihe von Elementen von Wasserstoff bis Uran bestimmt. Das γ -Bündel ist nur an

genähert parallel, die Streustrahlung nicht gänzlich ausgeschlossen; vor der Absorption Filterung durch 1 cm Pb. Bezeichnet μ den in üblicher Weise definierten Schwächungskoeffizienten, ρ die Materialdichte, A das Atomgewicht, N die Loschmidtsche Zahl ($N = 6,06 \cdot 10^{23}$ Atome pro Mol) und Z die Atomnummer, so wurden für die durch $\mu_e = \mu \frac{A}{\rho N Z}$ gegebene „Absorption pro Elektron“ folgende Werte gefunden:

H $\mu_e = 1,668 \cdot 10^{-25}$	Ni $\mu_e = 1,706 \cdot 10^{-25}$	Hg $\mu_e = 2,494 \cdot 10^{-25}$
C 1,688	Cu 1,731	Pb 2,437
O 1,675	Zn 1,718	Bi 2,516
Al 1,676	Ag 1,833	Th 2,917
S 1,706	Sn 1,897	U 3,028
Fe 1,709	Pt 2,420	— —

Von diesen Werten wird gezeigt, daß sie von der Atomnummer Z abhängen nach der Beziehung $\mu_e = 1,68 \cdot 10^{-25} + 1,60 \cdot 10^{-31} \cdot Z^3$. Die Interpretation dieser Summanden als Streuterm σ_e + Absorptionsterm τ_e führt nach Compton einerseits, nach Bragg-Peirce andererseits zu den folgenden Beziehungen für die zur Verwendung gekommene „effektive Wellenlänge“:

$$1,68 \cdot 10^{-25} = \sigma_0 \frac{1}{1 + 2 \frac{0,0242}{\lambda}}$$

worin $\sigma_0 = 6,64 \cdot 10^{-25}$ der klassische Streuwert (Thomson) ist und λ in Å.-E. gemessen wird. Ferner:

$$1,60 \cdot 10^{-31} = 2,24 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^3 \quad (\lambda \text{ wieder in Å.-E.})$$

Aus dem ersten Ausdruck ergibt sich $\lambda = 0,015$ Å.-E. (der Ref. errechnet 0,0164), aus der zweiten $\lambda = 0,019$ Å.-E., wobei darauf verwiesen wird, daß der Schwerpunkt einer inhomogenen γ -Strahlung in bezug auf Streuung an anderer Stelle, und zwar bei kleinerer Wellenlänge zu erwarten wäre, als in bezug auf Photoabsorption. Immerhin hält es der Verf. durch die Übereinstimmung obiger λ -Werte untereinander, sowie mit den Ergebnissen der photoelektrischen Wellenlängenmessung für erwiesen, daß einerseits die Extrapolation des bekannten Absorptionsgesetzes für Röntgenstrahlen auf die kurzen Wellenlängen der γ -Strahlung gestattet und andererseits die Comptonsche Streuformel brauchbar ist.

K. W. F. KOHLRAUSCH.

G. H. Dieke and A. C. S. van Heel. On the difference of the fluorescence and the absorption spectra of the uranyl salts. Proc. Amsterdam 28, 953—954, 1925, Nr. 10. Es wird ein einfaches Schema angegeben, das den Unterschied der Wellenzahldifferenzen zwischen den einzelnen Banden in den Fluoreszenz- bzw. Absorptionsspektren vieler Uranverbindungen qualitativ darstellt. WILHELMY.

Ernest Meritt. The form of the absorption bands in solutions of the organic dyes, and a relation between absorption and fluorescence. Phys. Rev. (2) 27, 804, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird angenommen, daß das aktive Molekül sich wie ein elektrischer Dipol verhält, dessen Moment sich von μ_0 im Normalzustand auf μ_1 im angeregten Zustand ändert. In dem durch die gelösten Moleküle hervorgerufenen Felde \mathcal{E} ist dann die Frequenz der Absorption oder Emission ν anstatt ν_0 und $h\nu = h\nu_0 (\mu_1 - \mu_0) \mathcal{E}$. Wenn thermisches Gleichgewicht angenommen wird, so ist die durch die Verteilung der normalen

Moleküle bedingte Absorption α und die durch die Verteilung der angeregten Moleküle bedingte Fluoreszenz F :

$$\alpha = V(\mathfrak{E}) \exp[-\mu_0 h(\nu - \nu_0)/kt(\mu_1 - \mu_0)],$$

$$F = F_0 h \nu V(E) \exp[-\mu_1 h(\nu - \nu_0)/kt(\mu_1 - \mu_0)],$$

$$\frac{F}{\alpha} = F_0 h \nu \exp[-h(\nu - \nu_0)/kt],$$

wo $V(\mathfrak{E})$ das Volumen ist, innerhalb dessen das Feld (in der Richtung von μ_0 zwischen \mathfrak{E} und $\mathfrak{E} + d\mathfrak{E}$ liegt, und F_0 von der Dauer des angeregten Zustands abhängt. Wenn das Molekül des Lösungsmittels ebenfalls ein Dipol ist, ist $V(\mathfrak{E})$ in einem beträchtlichen Bereich von ν unabhängig, so daß α auf der Seite der langen Wellen der Bande exponentiell ansteigt. Dieses Ergebnis wird durch den Versuch mit Uranin in Wasser bestätigt. Noch nicht sehr genaue Messungen ergeben eine Übereinstimmung innerhalb von 10 Proz. mit der Theorie für den Wert F/α .

GÜNTHERSCHULZER

A. Petrikaln. Über die Explosionsspektren des Quecksilberfulminats und einiger Azide. ZS. f. Phys. 37, 610—618, 1926, Nr. 7/8. Das Explosionsspektrum des Quecksilberfulminats wies nur die Triplettserien auf, nämlich die erste und zweite Nebenserie, sowie die Resonanzlinie 2536. Bei den Calcium-, Strontium- und Bariumaziden treten die Triplettserien ebenfalls hervor, zugleich sind hier aber auch einige Linien der Singulettgruppe vorhanden. Das basische Zinkazid zeigt nur die ersten Triplets der diffusen und scharfen Nebenserie. Das Quecksilberfulminat liefert noch das Cyanbandenspektrum, während die Azide der alkalischen Erden die aus den Flammenspektren bekannten Oxydbanden geben. Die Oxydbanden treten nur im langwelligeren sichtbaren Gebiet auf. Die Untersuchungen bringen noch keine Entscheidung, wie das Zustandekommen des Explosionsspektrums zu deuten ist. Beim Quecksilberfulminat besteht die Erklärungsmöglichkeit, daß das Valenzelektron des Quecksilbers im Fulminat ziemlich locker gebunden sei und auf einer bestimmten Quantenbahn verharre, sobald die Kraft, die das Elektron bindet, durch irgend eine Ursache verschwindet, fällt es auf die Normalbahn zurück und emittiert Strahlungsenergie in Gattungen, die den erlaubten und möglichen Quantensprüngen entsprechen.

KAUFFMANN

Arnold Reimann. Über die Photolumineszenz des Benzols und einiger Derivate in verschiedenen Aggregat- und Lösungszuständen. Ann. d. Phys. (4) 80, 43—70, 1926, Nr. 9. Benzol im Dampfzustand emittiert bei ultravioletter Belichtung unter Drucken von der Größenordnung 1 mm ein aus relativ wenigen Linien oder Banden bestehendes Fluoreszenzspektrum, das von der Wellenlänge des erregenden Lichtes abhängt. In frisch gereinigten Quarzgefäßen tritt die kurzwellige Fluoreszenz unterhalb 2537 Å.-E. nicht mehr auf, so daß anzunehmen ist, daß dieselbe nicht vom Benzol selbst stammt, sondern von einer auf der Gefäßwand durch photochemische Wirkungen gebildeten Substanz. Das Fluoreszenzspektrum des Benzoldampfes geht bei Erhöhung des Druckes durch Hinzutreten zahlreicher neuer Banden in ein vom Druck und der Erregungsart unabhängiges Bandenspektrum über, das sich auf Stöße zweiter Art zurückführen läßt. Benzol in alkoholischer Lösung oder als reine Flüssigkeit emittiert eine Folge breiter Banden, die im wesentlichen den Bandengruppen der Dampf- fluoreszenz entsprechen und sich mit wachsender Konzentration nach kleineren Frequenzen verschieben. Sie sind in sehr konzentrierten Lösungen relativ lichtschwach und unscharf abgegrenzt. Erstarren des reinen flüssigen Benzols erhöht

die Fluoreszenzhelligkeit um ein Vielfaches, wobei die Bardenkanten wieder ebenso scharf begrenzt werden wie bei verdünnten alkoholischen Lösungen; zugleich stellt sich deutlich erkennbares Nachleuchten ein. Die Xylole und Kresole, welche im flüssigen Zustand kaum merklich fluoreszieren, weisen im festen Zustand wie das Benzol eine sehr starke Fluoreszenz auf. Die breiten Banden, die das feste Benzol bei 0° emittiert, zerfallen bei der Temperatur der flüssigen Luft in eine große Anzahl relativ schmaler Einzelbanden, so daß nun das Spektrum mit demjenigen des Dampfes große Ähnlichkeit zeigt. Paraxylol und Naphthalin verhalten sich in dieser Hinsicht ganz analog.

KAUFFMANN.

A. Trapesnikow. Über die Farbenänderung des Bariumplatincyanürs unter der Wirkung der Röntgenstrahlen und beim Erwärmen. ZS. f. Phys. **37**, 844—858, 1926, Nr. 10/11. Es wurde spektrophotometrisch die Farbenänderung von Bariumplatincyanürtabletten bei der Belichtung mit R-Strahlen und beim Erwärmen untersucht. Bei einer Röhrenleistung von 45 bis 80 kV und 5,5 bis 2,5 mA verläuft die Farbenänderung eine Zeitlang proportional der Belichtungszeit, worauf eine Sättigungserscheinung zu beobachten ist. Die Reaktion verläuft langsamer, und die Sättigungserscheinung tritt früher ein, wenn man eine teilweise schon ausgenutzte und durch sichtbares Licht wieder grün gefärbte Tablette benutzt. Die Dunkelreaktion (Erwärmen der Tablette) verläuft bei 47 bis 52,3° C im allgemeinen intensiver als bei der Belichtung mit R-Strahlen. Bei 37,3° C verläuft die Dunkelreaktion bedeutend langsamer als die photochemische. In dem Temperaturintervall 37,3 bis 52,3° C wurde der Temperaturkoeffizient der Dunkelreaktion gleich $3,10 \pm 0,15$ gefunden. Es wurde die Kinetik der Licht-, Röntgen- und Wärmereaktionen miteinander verglichen. Bei der Dunkelreaktion wurde eine „Induktionsperiode“ beobachtet. Nach dieser „Induktionsperiode“ scheint die Kinetik der drei Reaktionen denselben Charakter zu haben. Es wurden noch Reflexionskurven der verschieden gefärbten Bariumplatincyanürtabletten aufgenommen. Die einfache aktive Reflexionsbande $\lambda = 480$ bis 570 m μ hat ein Maximum für $\lambda \approx 520$ m μ , wo die maximale Reflexionsänderung stattfindet.

SCHEEL.

A. C. S. van Heel. On the monochromatic excitation of fluorescence. Proc. Amsterdam **28**, 955—957, 1925, Nr. 10. Am Autunit und am Uranylkaliumsulfat wurde Fluoreszenz mit monochromatischem Licht erregt und das Emissionsspektrum, soweit es sich um Versuche in flüssiger Luft handelt, photographisch, soweit es sich um solche in flüssigem Wasserstoff handelt, visuell bestimmt. Licht, das nicht genau die Wellenlänge einer Absorptionslinie hat, kann eine ansehnliche Fluoreszenz nicht erregen. Diejenige Fluoreszenzbande, welche am äußersten auf der violetten Seite liegt und zugleich die äußerste nach Rot zu gelegene Absorptionsbande ist, wird vom Verf. als Bande 1 bezeichnet. Die nach Rot zu folgenden Fluoreszenzbanden erhalten die Nummern 2, 3 usw. die in Richtung nach Violett sich anschließenden Absorptionsbanden die Nummern 2', 3' usw. Die Bande 1 kann auch 1' genannt werden. Wenn die verwendeten Uranverbindungen mit Licht der Wellenlänge von Fluoreszenzbande 2 bestrahlt werden, ist im ganzen Spektrum keine Fluoreszenz beobachtbar. Wird dagegen mit Licht von der Wellenlänge der reversiblen Bande 1 bestrahlt, so erscheinen die Fluoreszenzbanden 2 und 3; ob auch die reversible Bande in Emission tritt, ist nicht entschieden worden. Erregt man mit der noch violetteren Bande 2', so erhöht sich die Fluoreszenz der Banden 2 und 3; zugleich beginnt die reversible zu emittieren und erscheint die noch rötere Fluoreszenzbande 4.

KAUFFMANN.

William Rule. On the Variation of the E. M. F. of a Photoactive Cell containing a Fluorescent Electrolyte, when the Amount of Fluorescent Material in Solution is Varied. *Phil. Mag.* (7) 1, 532—541, 1926, Nr. 2. In alkalischen Fluoresceinlösungen und in glycerinhaltigen, wässrigeren Eosinlösungen bildet sich bei der Belichtung der einen von zwei einander gegenüberstehenden Platinelektroden eine elektromotorische Kraft aus. Die belichtete Elektrode bestand aus einer flachen Drahtspirale und die Lichtquelle aus einer Quecksilberlampe, deren Strahlen durch eine Wasserzelle filtriert wurden. Zum Messung der elektromotorischen Kraft, die mit der Zeit anstieg und zumeist nach etwa 40 Minuten ein Maximum erreichte, diente ein Dolezalek-Elektrometer. Alkali allein blieb wirkungslos; erst Zusatz von Fluorescein rief den Effekt hervor. Der Effekt wächst mit der Farbstoffkonzentration, um bei einer optimalen Konzentration maximal zu werden und dann wieder abzufallen. Das Auftreten eines solchen Optimums erklärt der Verf. auf Grund der Theorie von Perrin durch eine Schutzwirkung, die durch die Nachbarschaft von Molekülen bedingt werden und sich in dem Maße erhöhe, als sich die Moleküle einander nähern. Die Schutzwirkung komme dadurch zustande, daß von der Energie der im kritischen Zustand befindlichen Moleküle infolge Resonanz Teile auf benachbarte Moleküle übergehen, wodurch der kritische Zustand, auf dem die Fluoreszenz beruht, zerstört wird.

KAUFFMANN

Goverdhan Lal Datta. Der Polarisationsgrad der Resonanzfluoreszenz von Natriumdampf bei Anregung mit der D_2 -Linie. *ZS. f. Phys.* 37, 625—638, 1926, Nr. 9. Nach einer von Wood angegebenen Methode wird mit Hilfe der Rotationsdispersion des Quarzes aus der Strahlung einer Ladenburg-Lampe die (polarisierte) D_2 -Linie ausgesondert und der Polarisationsgrad der Resonanz in Abhängigkeit vom Druck und vom äußeren Magnetfeld untersucht. Dabei ergibt sich, daß Natriumatome ohne äußeres Feld bereits bei einer Entfernung von 10^{-4} cm aufeinander depolarisierend wirken. Der theoretische Polarisationsgrad von 60 Proz. läßt sich infolgedessen experimentell nicht erreichen, sondern nur aus den erhaltenen Kurven für den Druck Null ungefähr extrapolieren. Legt man ein magnetisches Feld parallel zur Richtung des elektrischen Vektors des einfallenden Lichtes an, so wird die Empfindlichkeit der Atome geringer und ihr „Wirkungsdurchmesser“ beträgt beispielsweise bei 250 Gauß noch 10^{-5} cm. Dabei kommt man bis zu einer Polarisierung von 56 Proz. Zugewetzter Kaliumdampf wirkt ähnlich stark depolarisierend wie das Natrium selbst. Dagegen macht sich ein Druck von Argon, welcher nicht groß genug ist, um in der Fluoreszenz die D_1 -Linie hervorzurufen, bei der Polarisierung gar nicht bemerkbar.

ELSSASSER

Arthur Edward Ruark. The fine structure and Zeeman effect of complex mercury lines. *Phil. Mag.* (7) 1, 977—995, 1926, Nr. 5. Die Arbeit bringt zunächst eine Zusammenstellung und Diskussion der wichtigsten experimentellen Untersuchungen über die Feinstruktur der Quecksilberlinien. Zum Studium der Zeemaneffekte der Linien wurden Messungen von Nagaoka und Takamine (*Proc. Tokyo Math. Phys. Soc.* 7, 188 und 331, 1913) und von Wendt (*Ann. d. Phys.* 37, 535, 1912) herangezogen. Neben den Aufspaltungen von Quecksilberlinien werden auch Beispiele von Cadmium- und Thalliumlinien angeführt (Wali-Mohammad, *Ann. d. Phys.* 39, 225, 1912; Back, *Ann. d. Phys.* 70, 333, 1923). Es zeigte sich, daß in einem Feinstrukturkomplex die Hauptlinie angenähert den Zeemaneffekt aufweist, der aus der Termkombination nach der Landéschen Theorie zu erwarten ist. Bei den Satelliten ist der Zeemantypus in einigen wenigen

fallen gleich dem der Hauptlinie, sonst sind meistens nur die g -Werte die ähnlichen. Es wurden auch Fälle von anomaler Polarisation und von ganzlichem Ausfall einzelner Zeemankomponenten beobachtet. WILHELMY.

L. Snoek jr. Intensitätsverteilung in der Feinstruktur (Trabanten) des Quecksilbertripletts $2p_i - 2s$. ZS. f. Phys. **35**, 883—887, 1926, Nr. 11/12. Die vorliegende Untersuchung enthält eine quantitative Messung der relativen Intensitäten innerhalb der Feinstruktur der Quecksilberlinien $2p_i - 2s$: 5461, 4359, 4048 Å.-E. Als Lichtquelle diente eine Quarzlampe von Cooper-Hewitt, eine wassergekühlte Lummer-Gehrecke-Lampe von 15 cm leuchtender Schicht oder ein transversal beobachtetes enges Geisslerrohr. Zur Zerlegung wurde ein einfacher Monochromator und ein gutes Stufengitter von Hilger benutzt, das bei 1000 Å. ein Auflösungsvermögen von 0,03 Å.-E. bei 5461 besitzt. Es zeigt sich nun, daß die relativen Intensitäten stark durch Selbstabsorption verzerrt werden, indem die Messungen mit dem Geisslerrohr wesentlich größere Kontraste innerhalb der Intensitäten ergaben, als die Messungen unter Verwendung der Dampfampfen. Bei dem Geisslerrohr ergeben sich folgende Werte:

λ 5461 Å.-E.						
Diff. gegen die Hauptlinie	— 0,240	— 0,101	— 0,064	0	+ 0,084	+ 0,129
Intensität	2,33	3,06	9,25	100	13,2	2,99

λ 4048 Å.-E.						
Diff. gegen die Hauptlinie	— 0,110	— 0,050	0	+ 0,040	+ 0,063	
Intensität	11,5	20,3	100	3	10,9	

Die Feinstruktur der Linie 4359 war für eine genauere Detailuntersuchung zu wenig, dagegen wurde bei der Linie 4048 eine bisher unbekannte Komponente + 0,040 Å.-E. beobachtet. FRERICHS.

Marie Lewitsky. Der Zeemaneffekt im Palladiumspektrum. Ann. d. Phys. (4) **80**, 397—407, 1926, Nr. 12. Die Arbeit ist der deutsche Neudruck einer russisch publizierten Göttinger Untersuchung aus dem Jahre 1914. Die Aufnahmen wurden mit der großen Göttinger Konkavgitteranordnung hergestellt. Der Du Bois-Elektromagnet lieferte ein Feld von rund 23000 Gauß. Als Lichtquelle diente ein Bogen unter Atmosphärendruck zwischen reinen Palladiumblättchen, zum Teil auch zwischen Kohlestäben, die mit Palladiumchloridlösung getränkt waren. Von Linien mit komplizierten Zerlegungen konnten sieben völlig aufgelöst werden. Die übrigen 200 Typen werden in zwei Klassen eingeteilt. Die eine enthält mehr oder weniger diffuse Triplets, die andere Quadruplets. Man kann auf Grund der Angaben in den Tabellen die meisten Zerlegungen in die einzelnen Backschen „Grundtypen“ einordnen. WILHELMY.

C. Wilhelmy. Über den Zeemaneffekt von Molybdän. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **6**, 56—57, 1925, Nr. 3. Ein kurzer Bericht über Zeemaneffektmessungen unter Verwendung eines 6,5-m-Gitters, eines Weissmagnets und eines Vakuummagneten nach Back. Folgende von Catalán angegebene Multipletts wurden bestätigt: Bogenspektrum: $^5P^3S$: λ 5506—5570 Å.-E., $^5D^5P$: λ 5632—6030 Å.-E., $^5D^5P'$: λ 4443—4662 Å.-E., $^5F^5D$: λ 4277—4464 Å.-E., $^5D^5D'$: λ 3763—3901 Å.-E. Linienspektrum: $^6P^4S$: λ 3798—3902 Å.-E. FRERICHS.

E. Wilhelmy. Zeemaneffekt am Bogen- und Funkenspektrum von Molybdän. Ann. d. Phys. (4) 80, 305—328, 1926, Nr. 11. Apparatur: Ein 6,5-m-Konkavgitter, an dem in der Regel die zweite Ordnung benutzt wurde. Vakuumbogen („Backlampe“). Feldstärke rund 35 000 Gauß, mit einem Weiss'schen Elektromagneten erzeugt. Im Bogenspektrum wurden mit Hilfe des Zeemaneffektes die Multipletts von Catalán (Ann. de Soc. Esp. Fis. y Quim. 21, 213, 1923) und C. C. Kiess (Scient. Pap., Nr. 474) nachgeprüft. Cataláns Angaben konnten, soweit sie im Zeemaneffekt erfaßt wurden, sämtlich bestätigt werden. Bei Kiess wurden einige Berichtigungen angebracht. Im Funkenspektrum wurde ein Sextett- und ein Quartettssystem aufgefunden. Der Grundterm des Mo^+ ist höchstwahrscheinlich der 6D -Term. Er bildet durch Kombination mit einem $^6\bar{D}$ -, einem 6P - und einem 6F -Term folgende Multipletts, die die stärksten Linien des Molybdänfunkenspektrums umfassen:

	D_1	D_2	D_3	D_4	D_5
F_1	2934,41	2956,18			
F_2	2909,20	2930,60	2963,92		
F_3		2891,10	2923,50	2965,40	
F_4			2871,61	2912,02	2960,34
F_5				2848,30	2894,52
F_6					2896,22
\bar{D}_1	2619,40	2636,74			
\bar{D}_2	2602,92	2620,04	2646,57		
\bar{D}_3		2593,82	2619,83	2653,42	
\bar{D}_4			2588,88	2621,61	2660,69
\bar{D}_5				2586,01	2623,91
P_2	2683,30	2701,49	2727,71		
P_3		—	—	—	
P_4			—	—	—

Die Gruppen des Quartettssystems ließen sich nicht vollständig angeben. Verschiedene Kombinationen, die mit starker Intensität auftreten sollten, fallen aus.

WILHELMY.

E. Back. Regelwidrige Zeemaneffekte von Multipletts I. Stufe. ZS. f. Phys. 33, 579—600, 1925, Nr. 8. Verf. beschreibt Beobachtungen über magnetische Aufspaltungen, die die Gültigkeit der folgenden, bisher feststehenden

Sätze einschränken: Erstens die Gültigkeit der g -Formel $g = \frac{3}{2} + \frac{R^2 - K^2}{2\left(J^2 - \frac{1}{4}\right)}$ und

zweitens das Auswahlverbot der magnetischen Quantenzahl $m' = m \pm 0$ oder 1, aber $m = 0 \rightarrow m' = 0$ für $j = j$ verboten. Die beobachteten Linien gehören teilweise dem von Russell und Saunders angegebenen System der neuen Terme der Erdalkalien an. Die Untersuchung der anomalen Ca-Gruppe $d_i f'_i, \lambda \sim 6500 \text{ \AA.}$ -E., zusammen mit dem ihr überlagerten Triplet $d_i x$ ergibt, daß letzteres durch drei weitere Linien ebenfalls zu einer $d f$ -Kombination zu erweitern ist. Der regelrechte f -Term ist also hier in zwei regelwidrige Terme zerspalten, wobei das Produkt der

betreffenden g -Werte, die beide von dem normalen Betrag abweichen, gleich dem regelrechten g -Wert ist: $\frac{3}{4} \cdot \frac{8}{9} = \frac{2}{3}$. Hier liegt also ein Fall partieller Gültigkeit der g -Formel vor, die bisher entweder als vollständig gültig (Multipletts 1. Stufe) oder als ungültig (Multipletts 2. Stufe) angenommen wurde. Als zweite Regelwidrigkeit wurde eine Durchbrechung des Auswahlprinzips der magnetischen Quantenzahl beobachtet, indem öfters erlaubte Übergänge $m \rightarrow m'$ ausfallen, obwohl es sich um die stärksten Komponenten handelt. Diese Beobachtung zeigt sich bei dem partiell magnetisch verwandelten Mg-Triplett $2p-3d$, $\lambda \sim 3830$ Å.-E. und der Ca-Gruppe $1d_i-2\varphi''_i$, $\lambda \sim 5260$ Å.-E. Das neue Zusatzverbot lautet dabei: „In gewissen Fällen sind in der Kombination $\varphi_i d_i$ (Triplets) die regelrechten Übergänge von oder nach $m = 0$ von p_i verboten, alle anderen Übergänge bleiben unberührt.“ Als Regelfälle, wo dieses Zusatzverbot nicht eintritt, werden $p d$ -Kombinationen von Cd, Zn, Mg angegeben. Analoge Verwandlungstypen des Dublettsystems (Na) zeigen jedoch diese Regelwidrigkeit nicht. FRIEDRICH.

E. Back. Der Zeemaneffekt des Bleispektrums. ZS. f. Phys. **37**, 193—209, 1926, Nr. 3. Mit der bekannten Tübinger Apparatur hat Verf. den Zeemaneffekt des Bleispektrums photographiert. Durch Konzentration des Lichtbogens auf den innersten Teil des Interferrikums und durch mehrfach bei verschiedenen Beobachtungszeiten wiederholte Aufnahmen ist es gelungen, die Auflösung so weit zu steigern, daß bei den stärksten wie bei den schwächsten Komponenten noch Abstände von $\frac{1}{15}$ (!) der normalen Aufspaltung getrennt werden. Die von H. Spöner (ZS. f. Phys. **32**, 19, 1925) mit Hilfe der Termkombinationen erschlossenen inneren Quantenzahlen wurden sämtlich durch den Zeemaneffekt bestätigt. Zwei Terme, deren K -Werte noch offen standen, wurden als d -Terme erkannt. Als wichtigstes Ergebnis, besonders im Hinblick auf die Theorie der Multipletts höherer Stufe, ist hervorzuheben, daß bei Pb genau wie bei Ne nicht allein die g -Summen, sondern mit sehr großer Wahrscheinlichkeit auch die einzelnen g -Werte rational sind. Die in den g -Brüchen auftretenden Nenner sind $2 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 5 = 60$ (bei Neon $2 \cdot 3 \cdot 5 = 30$) und die Teilprodukte davon. Die Prestonsche Regel ist nicht erfüllt. Die g -Werte ändern sich mit der Laufzahl, doch scheint die Änderung in rationalen Sprüngen zu erfolgen. Eine Schwierigkeit liegt in dem Umstand, daß die Summe der g aller s -Terme: $\sum g_s = 1 + \frac{1}{3}$, sowie die $\sum g_d = 5 + \frac{5}{3}$ nicht ganzzahlig sind. Das Endprodukt der Paschen-Back-Verwandlung würde also nicht ein normales Triplett sein. Daß die $\sum g_p = 3 + \frac{3}{3}$ ganzzahlig herauskommt, wird wohl, sozusagen zufällig, in der Reihe $\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{5}{3}$ begründet sein. WILHELMX.

Jakob Kunz. The Zeeman effect, the Stern-Gerlach experiment and the magneton. Phys. Rev. (2) **27**, 817—818, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Landé und Sommerfeld haben eine Klassifikation des anomalen Zeemaneffektes gegeben, die es ermöglicht, die Zahl der Magnetonen in einem Atom zu bestimmen, wenn die Aufspaltung der Grundterme des Atoms und die innere Quantenzahl gegeben sind. Diese Zahlen wurden dem Verf. von P. D. Foot für die meisten Elemente zur Verfügung gestellt. Mit ihrer Hilfe wurden die einzelnen „Linien“, die bei den Versuchen von Stern-Gerlach zu erwarten sind, und die Zahl der Bohrschen Magnetonen berechnet. Ferner wird gezeigt, daß besonders bei den seltenen Erden die Übereinstimmung zwischen diesen Rechnungen und neueren Versuchen befriedigend ist. GÜNTHERSCHULZE.

Kenneth Cole. On the threshold sensitivity of photographic emulsions to low speed electrons. Phys. Rev. (2) **27**, 809, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungs-

bericht.) Verf. verwendete eine neue Art eines „Spektrographen“ für magnetische zu einem „Spektrum“ auseinandergezogene Elektronenstrahlen zur Untersuchung der Empfindlichkeit photographischer Emulsionen für Elektronen unter 100 Volt. Bei den im Handel erhältlichen Emulsionen hängt die geringste Geschwindigkeit, die noch Wirkung erzeugt, von der Emulsion ab und ist in der Regel in der Nachbarschaft von 30 Volt. Es zeigte sich jedoch, daß eine dünne Schicht Schmieröl auf der Oberfläche der Emulsion ihre Elektronenempfindlichkeit außerordentlich vergrößert und gleichzeitig die Geschwindigkeitsschwelle verringert. In beiden Fällen scheint die Wirkung auf der durch die Elektronen in der Oberfläche erregten Fluoreszenz zu beruhen.

GÜNTHERSCHULZE

Wayne B. Hales. Long wave length limit of mercury. Phys. Rev. (2) 27, 809, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kayda machte die erste befriedigende Bestimmung der langwelligen Grenze einer reinen fließenden Quecksilberoberfläche. Er fand $2735 \pm 10 \text{ \AA}$. Dagegen fand kürzlich Sophie Taube an Quecksilbertropfen, die in Ar hingen, $3043 \pm 20 \text{ \AA}$. Verf. fand mit vollständig neuen Apparaten und Arbeitsbedingungen 2735 \AA .

GÜNTHERSCHULZE

W. H. Crew. A new effect in the photo-electric emission from oxide-coated filaments. Phys. Rev. (2) 27, 810, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Gesamtstrahlung einer Quecksilberquarzlampe fiel auf einen oxydbedeckten Platinfaden einer Quarzvakuümrohre mit zwei Elektroden. Stromspannungskurven wurden mit und ohne Belichtung des Fadens aufgenommen und daraus der durch das Licht allein hervorgerufene Elektronenstrom bestimmt. Dieser Strom nahm als Funktion der Plattenspannung schnell bis zu einem Maximum zu und fiel dann allmählich ab. Die Lage des Maximums verschob sich mit steigender Fadentemperatur nach abnehmendem Potential. Ähnliche Ergebnisse wurden mit einem Faden aus oxydbedecktem Wolfram erhalten, konnten aber weder für Pt noch für W entdeckt werden, wenn sie oxydfrei waren. Die photoelektrische Emission wurde im wesentlichen durch Licht unterhalb von 3000 \AA hervorgerufen, denn der Photostrom wurde durch geeignete absorbierende Glasplatten fast auf Null gebracht. Die Erklärung der Erscheinungen liegt vermutlich in Oberflächenänderungen des Fadens unter der Lichtwirkung und nicht in Raumladungseffekten.

GÜNTHERSCHULZE

P. A. Ross. Scattered x-rays. Proc. Nat. Acad. Amer. 10, 304—306, 1924, Nr. 7. (Nachgeholt infolge verspäteten Literatureingangs.) Bestätigung des Comptoneffektes durch Streuung von Mo-K-Strahlung an Paraffin, Aluminium, Kupfer, Silber und Blei. Insbesondere wurde beobachtet, daß die Intensität der modifizierten Wellenlänge mit wachsender Atomnummer der Streuers abnimmt.

BEHNKEN

Joseph A. Becker. The Compton and Duane effects. Proc. Nat. Acad. Amer. 10, 342—346, 1924, Nr. 8. (Nachgeholt infolge verspäteten Literatureingangs.) Verf. untersucht die an Al gestreute K-Strahlung einer Mo-Antikathode mit einem Seemann-Spektrographen. Er findet sowohl den Comptoneffekt als auch eine Andeutung einer Wellenlängenverschiebung von solchem Betrage, wie er nach der Duaneschen Vorstellung von der „tertiären“ Strahlung zu erwarten wäre.

BEHNKEN

H. Buisson et C. Jausseran. Sur les variations de l'ozone de la haute atmosphère. C. R. 182, 232—234, 1926, Nr. 3. Die Begrenzung des Sonnenspektrums auf der kurzwelligen Seite muß auf die Absorption durch Ozon zurückgeführt werden. Dadurch wird es möglich, die Gesamtmenge dieses Gases, dessen

gegenwart sich durch die Wirkung der extrem ultravioletten Sonnenstrahlen auf den Sauerstoff erklärt, zu ermitteln. Diese Menge wird durch die in Zentimetern angegebene Dicke einer Schicht reinen, unter Normaldruck befindlichen Ozons ausgedrückt; sie beträgt im Mittel 0,3 cm. Bei Beobachtungen, die in Höhe in einer Höhe von etwa 600 m während der Monate August und September 1925 bei guter atmosphärischer Reinheit jeden Tag um die Mittagszeit spektrophotographisch aufgenommen wurden, zeigten sich Schwankungen um den Mittelwert, die bis zu 0,45 mm, also 15 Proz. betrugen. Ein Zusammenhang der Schwankungen mit atmosphärischen Einflüssen ließ sich nicht feststellen. KAUFFMANN.

Thorne Baker. The Sensitivity of Selenium Cells. *Nature* **117**, 858—859, 1926, Nr. 2955. [S. 1507.] GEYGER.

Wilfrid Taylor. Die physikalische Vorgeschichte der Lichtempfindlichkeit von Chlor. *ZS. f. phys. Chem.* **120**, 261—267, 1926; Übersetzung aus *Trans. Faraday Soc.* **21**, 614—619, 1926, Nr. 3. Die Arbeit befaßt sich mit den optischen Eigenschaften eines Systems, das aktivierte Moleküle enthält, und mit der Möglichkeit, die Gegenwart aktiver Moleküle bei photochemischen Reaktionen festzustellen. Es wird ein Ausdruck für die Änderung des Brechungsindex mit dem Aktivierungsgrad abgeleitet und der Versuch gemacht, die erwartete Änderung beim Chlor experimentell festzustellen. Benutzt wurde ein Jaminisches Interferometer von 150 cm Rohrlänge, die Beobachtungen erfolgten in Na-Lichte. Aktiviert wurde mit einer 1000-kerzigen Glühlampe oder mit Tageslicht, das an kurzwelligen Strahlen besonders reich war. Die Versuche lieferten negativ. JENGE.

Arrington Daniels. The photo-chemical inactivity of infra-red radiation with special reference to the decomposition of nitrogen pentoxide. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **48**, 607—615, 1926, Nr. 3. Infrarote Strahlung übt keine photochemische Zersetzung des Stickstoffpentoxyds hervor; eine kritische Diskussion zeigt, daß mindestens 99,5 Proz. der absorbierten Strahlung chemisch unwirksam sind. Eine schwache Zersetzung bei Zimmertemperatur ist auf thermische Zersetzung zurückzuführen und bei 0° vernachlässigbar. Auch bei der Zersetzung des Kohlendioxyds, des Chlorwasserstoffs und der Oxydation von Alkoholdampf erwies sich infrarote Strahlung als unwirksam. KAUFFMANN.

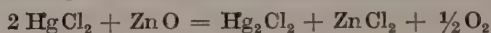
Rayleigh. Selective Action of Polarised Light upon Starch Grains. *Nature* **117**, 15, 1926, Nr. 2931. Der Brief von Baly und Semmens in *Nature* **116**, 817, 1926 über die selektive chemische Wirkung polarisierten Lichtes auf Stärkekörner nimmt Bezug auf die Beobachtung Padoas, daß Kristalle des o-Nitrobenzaldehyds durch polarisiertes Licht selektiv zersetzt werden, vorausgesetzt, daß sie richtig zur Polarisationsebene orientiert sind. Der Verf. betont, daß a priori kein Grund gegen eine solche Wirkung spreche, denn die Moleküle sind im Kristall sämtlich ähnlich orientiert und daher in einer besonderen Richtung weniger widerstandsfähig als in der dazu senkrechten. Anders wird die Sachlage, wenn der Kristall pulverisiert wird und die Fragmente so durchgeschüttelt werden, daß sie aufs Geratewohl orientiert sind. Nicht alle Fragmente sind zum polarisierten Strahl günstig orientiert, und es wird klar, daß gegenüber unpolarisiertem Licht in polarisiertem eine abgeschwächte chemische Wirkung stattfindet. Diese Überlegungen lassen sich auf den Fall der Stärkekörner übertragen, wenn man sie als aufs Geratewohl orientiert ansieht. KAUFFMANN.

V. Neilson Jones. Selective Action of Polarised Light upon Starch Grains. *Nature* **117**, 15—16, 1926, Nr. 2931. Der Verf. legt Zweifel in verschiedene

von Baly und Semmens beschriebene Beobachtungen (Nature **116**, 817, 1920) und gibt an, daß er kein völliges Verschwinden der Körner beobachtete, als er Kartoffelstärke in einer starken Diastaselösung sogar mehrere Tage mit polarisiertem Lichte bestrahlte. Die Stärkehüllen, welche sich mit Jod nicht bläuen, widerstanden hartnäckig.

KAUFFMANN

Adrien Perret. L'oxyde de zinc, sensibilisateur photochimique. Journ. chim. phys. **23**, 97—129, 1926, Nr. 2. Zinkoxyd ist ein photochemischer Sensibilisator für die wässrigen Lösungen von Silbersalzen. Die Photolyse vollzieht sich gemäß der Gleichung: $2\text{AgNO}_3 + \text{ZnO} = 2\text{Ag} + \text{Zn}(\text{NO}_3)_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2$, wobei jedoch Silberperoxyd als Zwischenprodukt auftritt. Die Versuche von Schultze, bei welchen Kreide zu einer Silberlösung gesetzt wird, beruhen nicht auf einer sensibilisierenden Wirkung dieser Substanz, sondern auf Bildung von Chlorsilber infolge von Verunreinigungen. Das Zinkoxyd ist ein Sensibilisator auch für Sublimatlösungen, welche Photolyse im Sinne der Gleichung:



zeigen. Die Reaktion neigt einem stationären Zustand zu; sie wird durch Rohrzucker und Glucose beschleunigt und verläuft dann als Reaktion nullter Ordnung. In Gegenwart von Luft besteht die sensibilisierende Wirkung des Zinkoxyds auf Kalomel in einer Oxydation und einer Reduktion. Auch für die photochemische Umwandlung des Methylenblauen in die Leukoverbindung und in ein Oxydationsprodukt wirkt Zinkoxyd als Sensibilisator. Das Reduktionspotential des Zinkoxyds erreicht während der Sensibilisierung sicher das Wasserstoffpotential und sein Oxydationspotential wahrscheinlich das Potential des Sauerstoffs oder sogar das des Ozons.

KAUFFMANN

Jh. Cathala. La synthèse photochimique de l'acide chlorhydrique. Journ. chim. phys. **23**, 256, 1926, Nr. 3. In Berichtigung eines Rechenfehlers berechnet der Verf., daß bei den Begegnungen zwischen Wasserstoff- und Chlorozonmolekülen das Verhältnis der wirksamen Stöße 1 auf 10^8 beträgt. Die Konzentration des Chlorozons ist nur ein sehr kleiner Bruchteil von der des Chloratoms, vermutlich geringer als ein Tausendstel.

KAUFFMANN

J. Cathala. La synthèse photochimique de l'acide chlorhydrique. Journ. chim. phys. **23**, 363, 1926, Nr. 4. [Soc. chim. phys.] Die Untersuchungen von Bodenstein, Chapman, Coehn und deren Mitarbeiter als Unterlage benutzend, gibt der Verf. für die Reaktionsordnung der photochemischen Synthese des Chlorwasserstoffs in bezug auf die einzelnen Bestandteile folgende Zusammenstellung:

Chlor: $+ \frac{3}{2}$, neigt gegen $+ 2$, wenn $[\text{Cl}_2]$ klein ist.

„ „ $+ 1$, „ $[\text{H}_2]$ „ „

Wasserstoff: $+ 1$, so lange als $[\text{H}_2]$ geringer ist, als 1 mm Quecksilberdruck entspricht.

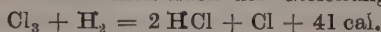
$+ \frac{1}{2}$, so lange als $[\text{H}_2]$ geringer ist, als 20 mm Quecksilberdruck entsprechen.

$- \frac{1}{2}$, für $[\text{H}_2]$ größer, als einem Quecksilberdruck von 150 mm entspricht.

$- 1$, für $[\text{H}_2]$ größer, als einem Quecksilberdruck von 150 mm entspricht und wenn $[\text{Cl}_2]$ klein ist.

Sauerstoff: $- 1$, neigt gegen Null, wenn $[\text{H}_2]$ einem Druck von 1 mm Quecksilber benachbart ist.

Die Gegenwart von Wasserdampf ist unerlässlich, wenn die Reaktion im sichtbaren Teil des Spektrums stattfinden soll. Die Schwelle der aktiven Wellenlänge liegt dann bei ungefähr $540\text{ }\mu$. Ein Wasserdampfdruck von der Größenordnung 10^{-5} mm Quecksilber genügt für das Eintreten der Reaktion. Der primäre photochemische Vorgang, der dem Einsteinschen Äquivalentgesetz gehorcht, besteht in einer Dissoziation der Chlormoleküle in Atome. Diese Chloratome verschwinden teils durch Stöße unter sich, teils durch Verbindung mit dem Sauerstoff, teils durch Verbindung mit den Chlormolekülen, mit denselben „Chlorozon“ liefernd. Das Chlorozon ist das „aktive Chlor“ und reagiert mit den Wasserstoffmolekülen unter Rückbildung von Chloratomen nach der Gleichung:



Diese Umsetzung wird vom Wasserdampf katalysiert, der rein physikalisch durch die Dipoleigenschaften des Wassermoleküls wirkt. — Der Verf. wendet seine Theorie auch auf die photochemische Bildung des Sulfurylchlorids SO_2Cl_2 und des Phosgens COCl_2 an.

KAUFFMANN.

A. Berthoud. La règle d'additivité dans les réactions photochimiques mixtes. Journ. chim. phys. **23**, 251—255, 1926, Nr. 3. Es wird allgemein angenommen, daß, wenn das Licht eine schon im Dunkeln stattfindende chemische Umwandlung beschleunigt, die photochemische und die thermische Reaktion sich unabhängig voneinander abspielen und ihre Wirkungen, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen, sich einfach addieren. Diese Regel trifft oft zu, kann aber keine allgemeine Gültigkeit beanspruchen. Sie gilt für die Oxydation des Chinins durch Chrmsäure, ein Vorgang, dessen Geschwindigkeit zunächst eine sehr komplizierte Funktion der Lichtintensität und der Konzentrationen zu sein scheint. Zieht man von der Gesamtmenge umgewandelter Substanz den Teil ab, der von der thermischen Reaktion kommt, so findet man, daß der als Differenz verbleibende photochemische Effekt einfach der vom Chinin absorbierten Lichtmenge proportional ist. Dies weist darauf hin, daß Licht- und Dunkelreaktion sich nicht gegenseitig beeinflussen. Weitere analoge Beispiele liegen in der Oxydation des Kaliumoxalats durch Brom und durch Jod vor. Die Regel versagt, wenn Katalysatoren eingreifen, sie versagt aber auch in anderen Fällen, so bei der von Bodenstein aufgeklärten photochemischen Vereinigung von Brom mit Wasserstoff. Bei dieser Synthese ist der primäre Vorgang eine Dissoziation der Brommoleküle, und dieselbe Dissoziation ist auch der primäre Vorgang der Dunkelreaktion. Formuliert man nach dem Massenwirkungsgesetz die Reaktionsgeschwindigkeiten, so erhält man Formeln, nach welchen die Geschwindigkeit der Gesamtreaktion sich durchaus nicht als Summe der Geschwindigkeiten der photochemischen und thermischen Reaktion darstellt.

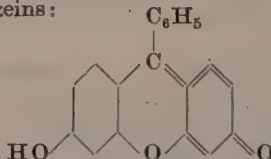
KAUFFMANN.

Robert Schwarz und Karl Dieffenbacher. Beitrag zur Photochemie des Chlor-, Brom- und Rhodansilbers. ZS. f. anorg. Chem. **152**, 91—98, 1926, Nr. 1. Silbernitratlösungen wurden mit einem fremden Nitrat, nämlich mit Kupfer-, Barium-, Thallium- oder Bleinitrat versetzt und dann nach Zugabe von Salpetersäure mit Natriumchloridlösung gefällt. Das abgesetzte Chlorsilber wurde nach dem Waschen mit Wasser und Trocknen über Phosphorpentoxyd an einer Helioleuchtquelle belichtet und das abgespaltene Chlor durch Titrieren mit Thiosulfat ermittelt. In jedem Falle übte der Lösungs-genosse des Silbers einen erheblichen Einfluß auf die photochemische Zersetzlichkeit des Chlorsilbers aus. Die Empfindlichkeit wurde herabgesetzt und wohl deshalb, weil das in die Poren des Gels eingesaugte Adsorbens die normale Alterung, d. h. die Reifung aufhält. Fremde Anionen übten keinen nennenswerten Einfluß aus. Wasserstoffionen wirkten schwach, aber doch deutlich erhöhend auf die Empfindlichkeit. —

Rhodansilber ist sehr unempfindlich und mit den eigentlichen Silberhalogeniden nicht vergleichbar. — Die Solarisation des bindemittelfreien Bromsilbers tritt beim Silberkörper (mit überschüssigen Silberionen erzeugtes Bromsilber) erst bei einem höheren Schwellenwert des Lichtes ein als beim Bromkörper (mit überschüssigen Bromionen erzeugt); die Farbtiefe nach dem Entwickeln war jedoch beim Silberkörper bedeutend größer. Die Solarisation ist an die Reduktion des unzersetzten Bromsilbers durch den Entwickler gebunden und steht also scheinend in keinem direkten Zusammenhang mit dem sichtbar ausgeschiedenen Silber.

KAUFFMANN

W. R. Orndorff, R. C. Gibbs and C. V. Shapiro. The absorption spectra of resorcinolbenzein. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1327—1333, 1926, Nr. 1. Die Untersuchung befaßt sich mit der Bestimmung der Absorptionskurven von Lösungen des Resorcinbenzeins:



in absolutem Äthylalkohol, in alkoholischer Salzsäure, in wässrigem und alkoholischem Kaliumhydroxyd und in konzentrierter Schwefelsäure. Einleiten von Chlorwasserstoffgas in die alkoholische Lösung des Resorcinbenzeins führt zur Bildung eines salzsauren Salzes und ändert die Absorptionskurve vollständig um. In konzentrierter Schwefelsäure, wo die Substanz als Sulfat vorhanden ist, hat die Absorptionskurve eine ähnliche Gestalt wie für das salzsaure Salz. In wässriger Kalilauge, wo Bildung eines Kaliumsalzes eintritt, ist sie wieder anders und ähnlich wie in alkoholischer Lauge. Die Lage der Banden kennzeichnet folgende Tabelle, welche so gedacht ist, daß auf ein Molekül Resorcinbenzein in der alkoholischen Salzsäure 234 Moleküle HCl und in der alkoholischen Lauge 20 Moleküle KOH kommen. Die angegebenen Werte bedeuten Schwingungszahlen

In neutralem absoluten Alkohol	In alkoholischer Salzsäure	In konzentrierter Schwefelsäure	In alkoholischer Kalilauge	In 5proz. wässriger Kalilauge
—	—	—	1980	2031
2040	—	—	—	—
2183	—	—	2105	—
—	2243	—	—	—
2307	—	2349	—	—
2704	—	2709	2639	2601
—	2871	—	—	—
3152	—	—	3083	3061
3205	—	—	—	—
—	3394	3545	3430	3507
3624	—	—	—	—
3718	—	—	—	—
—	3820	3911	3863	3912
3960	3991	3988	—	—
—	—	—	4129	4180

KAUFFMANN

E. Raymond Riegel and Melvin C. Reinhard. Ultraviolet absorption of a series of eight organic substances of the gamma-pyridone type, in water solution. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1334—1345, 1926, Nr. 6. Die folgenden in drei Gruppen eingeteilten Substanzen, die teils in alkoholischer, teils in wässriger Lösung untersucht wurden, absorbieren ultraviolette Strahlen im Bereich von etwa 2100 Å.-E. Gruppe A: γ -Pyridon, N-Methyl- γ -pyridon, γ -Pyron. Gruppe B: Chelidamsäure, N-Methylchelidamsäure, Chelidonsäure. Gruppe C: γ -Oxypiperidin, N-Methyl- γ -oxypiperidin. Aus den mit Hilfe der molekularen Extinktionskoeffizienten gezogenen Absorptionskurven ergibt sich, daß die Gruppen A und B selektiv absorbieren, daß aber die Persistenz bei A dreimal größer ist als bei B. Gruppe C zeigt, weil ihr Kohlenstoffskelett gesättigt ist, nur sehr geringe Absorption. Die Gegenwart der Carboxyle in Gruppe B verschiebt die Absorptionskurven nach größeren Wellenlängen, wie aus dem Vergleich von B mit A hervorgeht.

KAUFFMANN.

Walter Seutt. Germanium in a British mineral. Phil. Mag. (7) 1, 1007—1009, 1926, Nr. 5. Als germaniumhaltig waren bisher bekannt Argyrodit $4\text{Ag}_2\text{S} \cdot \text{GeS}_2$, Caufieldit $[4\text{Ag}_2\text{S} \cdot (\text{GeSn})\text{S}_2]$ und Germanit, ein Kupfer-Eisen-Germaniumsulfid. Verf. vermutete Germanium in mineralogischer Gemeinschaft mit Zink wegen der Ähnlichkeit der Ordnungszahlen und hat daher verschiedene Zinkblenden in einem Spektrographen untersucht. Blenden von Cornwall, Cumberland und Derbyshire erwiesen sich als Ge-frei, von sonstigen Verunreinigungen war durchgängig Cd, in weniger gut kristallisierten bisweilen auch Ga, In und Tl vorhanden. Dagegen zeigte eine dunkelgraue unscheinbare Blende, die einem alten Bleibergwerk aus Wales entstammte, die Ge-Linien bei 3269,5, 3039,1, 2754,7, 2709,7, 2691,4, 2651,7, 2651,3 und 2592,6. Als Vergleichsspektrum diente das von Germanit. Aus der spektralen Intensität schätzt Verf. den Ge-Gehalt auf 2 bis 4 Proz. Die Spektren wurden als Spektren eines Lichtbogens von 2 bis 3 Amp. aufgenommen, dessen positive Dochtkohle die fraglichen Mineralien enthielt.

H. BRANDES.

August Köhler. Die Verwendung des Polarisationsmikroskops für biologische Untersuchungen. Mit 113 Abbildungen. Abderhaldens Handb. d. biolog. Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden, Teil 2, S. 907—1108. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg, 1926.

M. A. Schirmann. Ultramikroskopie. Mit 13 Abbildungen. Abderhaldens Handb. d. biolog. Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden, Teil 2, S. 775—816. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg, 1926.

SCHEEL.

Paul Joye. Les unités photométriques. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 7, 1—3, 1926, Nr. 1. Der Verf. gibt die wichtigsten, von der „Commission Internationale de l'Eclairage“ angenommenen Definitionen an, mit ergänzenden persönlichen Bemerkungen.

SCHEEL.

H. Hartinger. Die Fernrohrbrille für das akkommodierende, astigmatische Auge. ZS. f. ophthalm. Opt. 14, 35—46, 1926, Nr. 2. Ergeet hat zeigt, daß ein astigmatisches Auge durch eine Fernrohrbrille nicht mehr berichtigt wird, wenn es akkommodiert, doch sind die Betrachtungen nur für den Fall dünner Fernbrillengläser durchgeführt. Hartinger berechnet die Korrektionswerte für den Fall einer Fernrohrbrille von 1,8facher Vergrößerung in der Ausführung von Zeiss und gibt die Resultate in einem Schichtenbild wieder, aus dem die Verschiedenheit für beide Hauptschnitte unmittelbar zu entnehmen

ist. Bei gleicher Fehlsichtigkeit in den beiden Hauptschnitten fallen die Brichtigungswerte für den Nahastigmatismus im allgemeinen größer aus als bei einfachen Fernbrillen.

H. R. SCHULZ

J. L. van Soest. Adaptatie van het oog bij positieve en negatieve verblindings. *Physica* 6, 117—119, 1926, Nr. 3. Setzt man für den zur Zeit Null in das Auge eintretenden Lichtstrom P_0 , für den später vorhandenen, an den das Auge in der Zeit $t = \infty$ sich adaptieren soll, P_∞ , so ist der Lichtstrom P der dem Adaptationszustand zur Zeit t kennzeichnet,

$$\frac{P - P_0}{P_\infty - P_0} = 1 - e^{-ct}.$$

Durch Verbindung mit dem Fechnerschen Gesetz

$$dy = A \cdot \frac{dP}{P},$$

welches zur Form

$$\frac{P}{P_\infty} = e^{-(y_\infty - y)}$$

führt, läßt sich zeigen, daß das physiologische Maß der Blendung, die als „positive“ und „negative“ auftreten kann, keinesfalls gleich ist, sondern daß die negative Blendung stärker ist als die positive, wenn gleiche Intensitätsänderungen vorausgesetzt werden. Die Unterschiede können sehr beträchtlich sein (1:12). Die Gesetzmäßigkeiten für periodischen Lichtwechsel werden kurz erläutert.

H. R. SCHULZ

W. H. A. Fincham. Vertex power and its measurement. *Trans. Opt. Soc.* 27, 203—214, 1925/26, Nr. 3. Die Wirkung eines sammelnden oder zerstreuenden Systems kann technisch definiert werden durch die wahre Brennweite oder Brechkraft, bezogen auf die Hauptpunkte, durch die Scheitelbrechkraft, durch den mittels der Neutralisationsmethode erhaltenen Brechwert oder endlich bei Vernachlässigung der Dicke durch die Brechkraft einer unendlich dünnen Linse mit gleichen Radien. Alle vier Bestimmungsarten werden in der ophthalmologischen Optik noch benutzt, obwohl sie, wie tabellarisch gezeigt wird, wesentlich verschiedene Werte ergeben. Die Notwendigkeit einer streng wissenschaftlich begründeten Messung wird anerkannt, und es wird die optische Einrichtung eines einfacher Scheitelbrechwertmessers beschrieben.

H. R. SCHULZ

7. Wärme.

O. Maas and J. H. Mennie. Aberrations from the Ideal Gas Laws in Systems of One and Two Components. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 110, 198—232, 1926, Nr. 753. Die Dichte von Kohlendioxyd wurde bis zu Drucken von einer Atmosphäre im Temperaturgebiet von -70 bis $+200^\circ\text{C}$ mit einer Genauigkeit von 0,05 Proz. gemessen. Die van der Waals'sche Gleichung wurde von einem neuen Gesichtspunkt aus abgeleitet und führt zur Formel

$$pV^2 - RTV + a - RT\beta\left(1 + \frac{c}{T}\right) = 0,$$

in der

$$b = \beta\left(1 + \frac{c}{T}\right) \quad \text{und} \quad \beta = \frac{8\sqrt{2}\pi r^3 N}{1 + \frac{c}{273}}$$

t. Diese Gleichung gilt für das Gebiet, in dem das Gesetz der mittleren freien Weglänge gültig ist. Das van der Waalssche Glied b wird demnach als eine Funktion der absoluten Temperatur dargestellt. Das aus den experimentellen Werten bestimmte b für CO_2 ändert sich mit der Temperatur nach der obigen Formel. Wenn man die Konstanten aus den Viskositätswerten für CO_2 berechnet, ergeben die mit Hilfe der neuen Zustandsgleichung gefundenen Werte gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die Dichte des Wasserdampfes wurde von 98 bis 200°C bei Drucken bis 1 Atm. mit einer Genauigkeit von mindestens 0,1 Proz. gemessen. Die Werte, die eine größere Abweichung von der idealen Dichte zeigen, als auf Grund der Zustandsgleichung erwartet werden kann, führen zur Annahme einer Assoziation des Wasserdampfes: $2\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons (\text{H}_2\text{O})_2$, doch ist eine genaue Berechnung ihres Einflusses auf Grund der gewonnenen Ergebnisse unmöglich. Eine angenäherte Schätzung der Assoziation ergibt bei 100° und einer Atmosphäre 0,9 Proz. Nach tieferen Temperaturen wächst der Grad der Assoziation sehr schnell. Es wird geschlossen, daß der stark gerichtete Charakter des Wassers eine Eigenschaft des Doppelmoleküls ist, während das einfache Wassermolekül relativ schwache Anziehungskräfte ausübt. Zur Bestimmung der Abweichungen vom Dalton'schen Gesetz wurden bei einer Atmosphäre und zwischen 98 und 200°C in nahezu gleich molekularen Mischungen von Wasserdampf und Kohlendioxyd bzw. Wasserdampf und Ammoniak Messungen ausgeführt. Die wechselseitige Anziehung der Komponenten in diesen Systemen ist relativ klein. Die Versuche stimmen also vollkommen mit den Folgerungen über die molekulare Konstitution des Wassers überein. Otto.

Richard Lorenz. Bemerkungen über das neue Massenwirkungsgesetz. Handhabung der neuen Formeln. ZS. f. anorg. Chem. 150, 99–104, 1925, Nr. 1. In der neuen Gleichung des Massenwirkungsgesetzes für kondensierte Systeme

$$\frac{x}{1-x} \cdot \frac{1-y}{y} = Ke^u,$$

worin $x(1-x)$, $(1-y)$ Molenbrüche bezeichnen, hat u den Wert

$$u = \frac{a}{RT} \cdot \frac{x^2 - \frac{(1-x)^2}{1+r}}{(1+rx)^2} - \frac{a'}{RT} \cdot \frac{y^2 - \frac{(1-y)^2}{1+r'}}{(1+r'y)^2}.$$

Die Konstanten a , a' , r , r' hängen mit der van der Waalsschen Konstanten a und b zusammen. Wenn die Gleichgewichtstemperatur für alle Komponenten ungefähr dieselbe ist, kann man für b die Atom- oder Molvolumina der betreffenden Stoffe setzen. Genauere Werte erhält man, wenn man den Wert mit $E = \frac{b}{v}$ multipliziert, einem Wert, der nicht viel von 1 abweicht. Für Gleichgewichte, die ohne Änderungen der Molekülzahlen erfolgen, ist die Anwendung des neuen Massenwirkungsgesetzes ohne weiteres möglich. Für Gleichgewichte jedoch, die von Reaktionen herrühren, welche mit einer Änderung der Molekülzahlen verbunden sind, wie z. B. $\text{Cd} + \text{Ti}_2\text{Cl}_2 \rightleftharpoons \text{CdCl}_2 + 2\text{Ti}$, lautet die thermodynamische Gleichgewichtsbedingung $\mu_{\text{Cd}} + \mu_{\text{Ti}_2\text{Cl}_2} - \mu_{\text{CdCl}_2} - \mu_{2\text{Ti}} = 0$, d. h. das molare thermodynamische Potential μ ist mit dem Faktor der Molekülzahl zu versehen. Wenn sich die Molenbrüche x bzw. $1-x$ auf die Metallphase beziehen, so bezieht sich y auf jenes Salz, dessen Metall (Kation) in der Metallphase die Konzentration x besitzt. Otto.

Richard Lorenz und M. Mannheimer. Bemerkungen über das neue Massenwirkungsgesetz. II. Zur Diskussion der Gleichungen. ZS. f. anorg. Chem. 150, 343—349, 1926, Nr. 4.

Richard Lorenz und M. Mannheimer. Bemerkungen über das neue Massenwirkungsgesetz. III. Zur theoretischen Berechnung der Isotherme. ZS. f. anorg. Chem. 152, 314—323, 1926, Nr. 3/4. Druckfehlerverzeichnis zu den Bemerkungen I und II. Ebenda S. 323—324. Die Kurve des neuen Massenwirkungsgesetzes verläuft unsymmetrisch und durchschneidet die gleichseitigen Hyperbeln des „idealen“ Massenwirkungsgesetzes. Sie geht durch die Endpunkte des Koordinatenquadrats und schmiegt sich dort zwei verschiedenen idealen Kurven an. Betrachtet man das neue Massenwirkungsgesetz als eine explizite Abhängigkeit der abhängigen Variablen y von der willkürlichen Variablen x , so ist diese Funktion monoton und eindeutig. Die theoretische Kurve des neuen Massenwirkungsgesetzes läßt sich in eine Gerade transformieren, derart, daß einem wachsenden x ein Fortschreiten in derselben Richtung der Geraden entspricht, falls die aus drei Beobachtungen berechneten Konstanten β und β' entgegengesetztes Vorzeichen haben. Die mit Hilfe einer Näherungsformel unter Zugrundelegung der aus drei Beobachtungen des Gleichgewichts Pb , Cd , PbCl_2 , CdCl_2 gefundenen Konstanten errechnete Isotherme des neuen Massenwirkungsgesetzes gibt die Versuchsergebnisse im Gegensatz zu der Kurve des „idealen“ Massenwirkungsgesetzes mit vorzüglicher Übereinstimmung wieder. Dies ist eine überzeugendere Probe für die wirkliche Gültigkeit der neuen Formulierung des allgemeineren Massenwirkungsgesetzes für kondensierte Systeme als diejenige, welche bisher erhalten wurde, indem man von Hand auf dem Koordinatenquadrat eine Kurve durch die Beobachtungen hindurchlegte und die Prüfung mittels der Konstanz von $\log^{10} K$ zu bewerkstelligen suchte. Aus der numerischen Berechnung wurde gefunden, daß sich auf der theoretischen Kurve des neuen Massenwirkungsgesetzes ein Wendepunkt befinden muß. Praktisch war dieser Schluss schon aus den graphischen Darstellungen der Beobachtungen selbst gezogen worden.

OTTO

Nicolas Kolossowsky. Relation entre la température critique et la dilatation des liquides. Journ. de phys. et le Radium (6) 6, 99—104, 1925, Nr. 3. Unter den verschiedenen Gleichungen, die vorgeschlagen wurden, um eine Beziehung zwischen der kritischen Temperatur und einer der charakteristischen Konstanten der Ausdehnung einer Flüssigkeit herzustellen, widersprechen sich die einen, andere geben die experimentellen Daten gut wieder, jedoch nur für Flüssigkeiten, die wie die meisten eine mittlere kritische Temperatur (etwa 300°C) besitzen. In der von Mendelejeff vorgeschlagenen Formel $k(2T_k - 273) =$ wird nun der als konstant angenommene Ausdehnungsmodul k , der für $t_k = 290^\circ \text{C}$ zu $k = 0,00117$ gefunden wurde, durch einen veränderlichen Ausdehnungsmodul $k_{\text{korr.}} \cdot t_k = \text{const}$ ersetzt, so daß die neue Formel lautet: $k_{\text{korr.}}(2T_k - 273) = 1$. $k_{\text{korr.}}$ wurde für die reduzierte Temperatur $m = \frac{T}{T_k} = 0,6$ berechnet mit Hilfe der für den Ausdehnungskoeffizienten vorhandenen Werte durch die Formel $k = \frac{\alpha}{1 + \alpha t}$. Obige Formel führt für 36 Flüssigkeiten, die sich in ihren kritischen Temperaturen bis zu 900° unterscheiden, zu Werten, die nur wenig vom Mittelwert 1 abweichen. Ferner wird gezeigt, daß die Formel eng mit der Theorie der korrespondierenden Zustände verbunden ist und direkt daraus abgeleitet werden kann. Man kommt dann zu der Gleichung $k_{\text{korr.}}(B T_k - 273) = 1$, in der B einen

numerischen Koeffizienten darstellt, der ausschließlich von der gewählten reduzierten Temperatur abhängt. OTTO.

Maurice Prud'Homme. Relations entre les températures critiques absolues; Relations par groupes de quatre, de trois et de deux corps. Journ. chim. phys. 22, 387—390, 1925, Nr. 5. (Soc. chim. phys.) Aus der Gleichheit der Summe der absoluten kritischen Temperaturen von Elementen oder Verbindungen folgt die Gleichheit der Summe ihrer Molekulargewichte. Ebenso kann man aus der Größe der kritischen Temperaturen von Verbindungen auf das Verhältnis ihrer Molekulargewichte schließen. Die kritische Temperatur des Wassers ist 647° abs., also das Doppelte der der Salzsäure mit 324° abs. Ihre Molekulargewichte verhalten sich wie 18:36,5. Es gilt demnach die Formel $MT_c = M'T'_c$, d. h. die kritischen Temperaturen von Stoffen verhalten sich umgekehrt wie ihre Molekulargewichte. Die kritische Temperatur eines zusammengesetzten Stoffes ist gleich der Summe aus vielfachen oder einfachen Teilen der kritischen Temperaturen der Komponenten. Für die Komponenten des Kohlenstoffs setzt die Additivitätsregel nur die kritischen Temperaturen der mit dem Kohlenstoff kombinierten Elemente in Rechnung. Der Kohlenstoff mit dem Atomgewicht 12 ist uns nur aus Analysen mit O_2 , H_2 und anderen bekannt. Die kritische Temperatur des Kohlenstoffs ist für uns nicht herstellbar, da sie höher als die Verdampfungstemperatur liegt. Trotz dieser Einschränkung der Additivitätsregel ist die Übereinstimmung gut. Die näheren Zusammenhänge, wie sich die Teile der kritischen Temperaturen auf die einzelnen Elemente verteilen, bleiben noch aufzuklären. OTTO.

L. Frank. Über Eigenschafts-Zusammensetzungskurven binärer Flüssigkeitsgemische. ZS. f. phys. Chem. 114, 257—274, 1925, Nr. 3/4. [S. 1477.] ESTERMANN.

Shizuwo Sanó. On the Time Rates of Vaporization and Chemical Changes on the Surface of Contact of Two Fluids. Jap. Journ. of Phys. 3, 117—131, 1924, Nr. 4/6. Berichtigung einiger Irrtümer in einer früheren Arbeit des Verf. über das gleiche Thema. ESTERMANN.

Shizuwo Sanó. Effect of Diffusion on the Time Rate of a Chemical Change. Jap. Journ. of Phys. 3, 133—137, 1924, Nr. 4/6. Wenn eine chemische Reaktion sich in einem Flüssigkeitsgemisch unter Mitwirkung von Diffusion vollzieht, so folgt aus einer thermodynamischen Betrachtung, daß beim Ablauf der Reaktion die Summe von freier Energie und kinetischer Energie der Diffusion abnimmt. Temperatur und Volumen sind hierbei als konstant angenommen. Schließlich wird ein mathematischer Ausdruck für die Reaktionsgeschwindigkeit abgeleitet. ESTERMANN.

Gilbert N. Lewis. A new principle of equilibrium. Proc. Nat. Acad. Amer. 11, 179—183, 1925, Nr. 3. Ein System befindet sich bei gegebener Temperatur in einem physikalischen und chemischen Gleichgewichtszustand, wenn sich keine der beschreibbaren Eigenschaften des Systems im Mittel mit der Zeit ändert. Betrachtet man z. B. ein System, bestehend aus Eis, Wasser und Dampf, so muß im Gleichgewicht die Summe der pro Zeiteinheit ihren Aggregatzustand ändernden Moleküle sein:

$$^{\circ}\text{Eis}-\text{Dampf} + ^{\circ}\text{Eis}-\text{Wasser} = ^{\circ}\text{Dampf}-\text{Eis} + ^{\circ}\text{Wasser}-\text{Eis},$$

denn das ist die Bedingung dafür, daß die Menge des Eises konstant ist. Gleiches gilt für die anderen Komponenten. Ein „zyklisches“ Gleichgewicht etwa von der Form

$$^s\text{Eis} - \text{Wasser} > ^s\text{Wasser} - \text{Eis}; \quad ^s\text{Wasser} - \text{Dampf} > ^s\text{Dampf} - \text{Wasser}; \quad ^s\text{Dampf} - \text{Eis} > ^s\text{Eis} - \text{Dampf}$$

das mit obiger Gleichung verträglich wäre, ist jedoch physikalisch nicht möglich, da man die feste Phase entfernen kann, ohne das Gleichgewicht zwischen Dampf und Flüssigkeit zu stören, wonach dann

$$^s\text{Wasser} - \text{Dampf} = ^s\text{Dampf} - \text{Wasser}$$

sein muß. Die Nichtexistenz eines derartigen „zyklischen“ Gleichgewichts wird auch durch andere Beispiele deutlich gemacht und daraus als allgemeiner Satz das „Prinzip des vollständigen Gleichgewichts“ deduziert und folgendermaßen formuliert: Kann ein Übergang eines Systems aus einem Zustand in einen anderen auf verschiedenen Wegen erfolgen, so muß es zu jedem Elementarprozeß einen inversen Prozeß geben, und im Gleichgewichtszustand muß die Übergangsgeschwindigkeit jedes Elementarprozesses im Mittel gleich der des inversen Prozesses sein. Beispielsweise auf die Quantentheorie des Atombaues angewandt, fordert dieser Satz, daß im Gleichgewicht nicht nur die Zahl der Atome, die in der Zeiteinheit von einem m -quantigen Zustand in einen n -quantigen übergehend, im Mittel gleich der Zahl der Übergänge von n nach m ist, sondern daß, wenn verschiedene Zwischenstufen möglich sind, auch für jede Zwischenstufe die Gleichgewichtsbedingung erfüllt ist. Die Einsteinsche Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes soll nach diesem Prinzip nicht aufrechtzuerhalten sein.

ESTERMANN

M. Leontowicz. Über ein Gleichgewichtsprinzip von G. N. Lewis. *ZS. f. Phys.* **33**, 470—474, 1925, Nr. 5/6. Das Gleichgewichtsprinzip von Lewis (vgl. voranstehendes Referat) wird zunächst aus dem Boltzmannschen H -Theorem abgeleitet, wobei gewisse Bedingungen eingehalten werden müssen. Ferner wird gezeigt, wie im Gegensatz zu der von Lewis ausgesprochenen Ansicht die Einsteinsche Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes beibehalten werden kann, ohne daß das Prinzip des vollständigen Gleichgewichts verletzt wird.

ESTERMANN

R. H. Fowler and E. A. Milne. A Note on the principle of detailed balancing. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **11**, 400—402, 1925, Nr. 7. Die Verf. weisen darauf hin, daß das neue Gleichgewichtsprinzip von Lewis (vgl. voranstehende Referate) in der Physik bereits vielfach benutzt worden ist. Wie auch schon Lewis bemerkt hat, geht die Formulierung dieses Prinzips auf eine Anregung von Einstein aus dem Jahre 1917 zurück. Dann haben Klein und Rosseland diesen Gedanken auf den unelastischen Zusammenstoß zwischen angeregten Atomen und Molekülen angewandt und daraus die Existenz der „Stöße zweiter Art“ gefolgert, die auch experimentell von Franck und Cario gefunden wurden. Auch an einer Reihe anderer Beispiele wird gezeigt, daß dieses Prinzip schon von zahlreichen Physikern mit gutem Erfolg benutzt worden ist. Auch einzelne Anwendungen auf chemische Reaktionen sind bereits erfolgt, doch bleibt auf diesem Gebiet noch viel zu tun übrig.

ESTERMANN

Gilbert N. Lewis. The distribution of energy in thermal radiation and the law of entire equilibrium. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **11**, 422—428, 1925, Nr. 7. Die Anwendung des „Prinzips des vollständigen Gleichgewichts“ auf die Einsteinsche Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes führt, da es zum „negativen Einstrahlung“ keinen inversen Prozeß gibt, zum Wienschen Gesetz.

Daher nimmt der Verf. die Existenz einer „idealen schwarzen Strahlung“ an (bei der wie beim idealen Gas keine gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Energiequanten vorliegt), für die das Wiensche Gesetz gilt. Für die „reale schwarze Strahlung“ werden wie bei der Theorie der Lösungen Aktivitätskoeffizienten eingeführt, wodurch die Theorie den experimentellen Beobachtungen angepaßt wird (vgl. dazu auch die voranstehend referierte Arbeit von Leonowicz. Der Ref.).

ESTERMANN.

A. Th. van Urk. On the Cohesive Forces of Liquids. Proc. Amsterdam 28, 356—364, 1925, Nr. 4. [S. 1473.]

OTTO.

C. N. Hinshelwood. Note on Mr. Garner's Paper on the Critical Increment of Chemical Reactions. Phil. Mag. (6) 50, 360—361, 1925, Nr. 296. Verf. nimmt auf Grund von Experimentaldaten an, daß bei einer bimolekularen Gasreaktion die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer Reaktion zwischen zwei zusammenstoßenden aktiven Molekeln von der Größenordnung 1 sei. Die Aktivierungswärme Q läßt sich dann durch die Reaktionskonstante k berechnen durch die Beziehung $d \log k/dT = 1/2 T + Q/RT^2$. Garners gegenteilige Meinung (vgl. diese Ber. S. 204—205) wird abgelehnt.

SIRK.

F. Carlton Sutton. On the Nature of the „Critical Increment“ of Chemical Action. Phil. Mag. (7) 1, 606—608, 1926, Nr. 3. Bezugnehmend auf Arbeiten von Garner und Hinshelwood (vgl. diese Ber. S. 204 und vorstehendes Referat) bemerkt Verf., daß er schon im Jahre 1914 den Mechanismus der chemischen Reaktion zusammenstoßender Molekeln von dem Gesichtspunkt aus betrachtet hat, daß einige Molekeln im Gegensatz zu den übrigen sich aktivieren und daß er die Annahme mathematisch behandelt hat, daß aktivierte Molekeln Molekeln mit einem bestimmten Energiebetrag sind. Ihre Anzahl und die ihrer Zusammenstöße wird durch die Temperatur bestimmt, was neue Messungen bestätigen. Die Rotationsenergie und die innere Energie der Molekeln muß dafür maßgebend sein, ob bei einem Zusammenstoß ein Zerreißen der Molekel eintritt und ob hierauf bei der Wiedervereinigung die ursprünglichen oder neue Molekeln gebildet werden. Es werden nun manchmal Molekeln mit bestimmter Translationsenergie und manchmal Molekeln mit bestimmter Gesamtenergie als „aktiviert“ bezeichnet. Welcher Standpunkt immer diesbezüglich eingenommen werden mag, so zeigen doch kinetische Überlegungen, daß die Energieverteilung zusammenstoßender Molekeln in keiner Weise festgelegt ist. Es wird manche Zusammenstöße geben mit einer zur Reaktion hinreichenden Gesamtenergie, aber zu kleiner Rotations- und innerer Energie und umgekehrt Zusammenstöße mit hinreichender innerer Energie, aber zu kleiner Translationsenergie. Die Bezeichnung „aktiviert“ ist schlecht gewählt. Das Kriterium für das Eintreten einer Reaktion beim Zusammenstoß ist nicht eine bestimmte Translations- oder Rotations- oder innere oder Gesamtenergie der Molekeln, sondern eine gewisse, bisher noch unbekannte Funktion dieser Energien muß einen bestimmten Wert überschreiten, damit Reaktion eintritt.

SIRK.

Marcus Brutkus. Sur un nouveau mode de production des réactions chimiques. C. R. 190, 199—201, 1925, Nr. 3. Das chemisch-technologische Prinzip kann als Grundlage eines neuen Weges, chemische Reaktionen auszuführen, dienen. Es folgt daraus, daß alle chemischen Reaktionen wie folgt ausgeführt werden können. Nach begonnener Reaktion muß stetig und gleichzeitig auf Druck (p), Temperatur (t) und Konzentration (c) eingewirkt werden im ent-

gegengesetzten Sinne der durch die gewünschte Reaktion hervorgerufenen Veränderungen. Die Temperaturveränderung bezieht sich nur auf eine gewisse Temperaturzone, innerhalb welcher sie eine Energievermehrung der Moleküle bewirkt, die den Vorgang beschleunigt. Diese bestimmte Temperatur ist, besonders wenn die Reaktion in einem geschlossenen Rezipienten vor sich geht, bald erreicht, alsdann ist die van't Hoff'sche Gleichung auf sie anwendbar. Den Impulsen, welche Katalysatoren chemische Reaktionen geben, können oft ähnliche Veränderungen, wie sie dem chemischen Gleichgewicht auferlegen, zugeschrieben werden. Bei den Veränderungen von p , t und c sind drei Fälle möglich: 1. Sind die äußeren Veränderungen größer als die hervorgerufene Reaktion, so wird sich letztere im Sinne der ersteren entwickeln. 2. Sind die äußeren Veränderungen gleich der hervorgerufenen Reaktion, so werden p , t und c konstant sein. 3. Sind die äußeren Veränderungen kleiner, so werden die resultierenden Veränderungen sich im Sinne der erzeugten Reaktion entwickeln. Die beste Möglichkeit, die drei Faktoren p , t und c nacheinander und gleichzeitig wirken lassen zu können, ist der Kompressor, welcher die Verbrennungsreaktion verwirklicht unter den gleichzeitigen und nacheinander folgenden äußeren Veränderungen der drei Gleichgewichtsfaktoren im notwendigen Sinne.

GUMPRICH.

H. Miething. Temperaturmessung mit Gesamtstrahlungs-pyrometern. ZS. f. Feinmech. 34, 135—140, 1926, Nr. 14.

SCHEEL.

H. v. Wartenberg und B. Lerner-Steinberg. Isotherme Kalorimetrie. ZS. f. phys. Chem. 122, 113—120, 1926, Nr. 1/2. „Durch Einspritzen gewogener Mengen Ammoniumnitratlösung bekannten Gehaltes bei kalorimetrischen Messungen lassen sich auch schnell auftretende positive Wärmemengen durch die Verdünnungswärme so kompensieren, daß die Temperatur des Kalorimeters auf tausendstel Grad konstant bleibt. Man kann aus dem Gewicht der verbrauchten Lösung bei einer Temperaturkonstanz der Umgebung von $0,10^\circ$ Wärmelösungen auf 1 Prom. genau im offenen Kalorimeter ohne umständliche Korrekturen messen, wobei das Thermometer ungeeicht und der Wasserwert nur auf rund 5 Proz. bekannt zu sein braucht und beliebige Apparateile in das Kalorimeter hineinragen können.“

SCHEEL.

Wendell M. Latimer. The energy of solution of gaseous ions in relation to the effect of a charge upon the dielectric. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1234—1239, 1926, Nr. 5. Die Überführungsenergie eines Gasions in eine Ionenlösung berechnet Verf. aus der Sublimationswärme des Metalls, der Dissoziationswärme des Dampfes und der Überführungsenergie des Metalls in gelösten Zustand nach dem Schema:

$$\begin{aligned} \text{Na}_{(\text{Gas})} &= \text{Na}_{(\text{Metall})} + 27 \text{ kcal,} \\ \text{Na}_{(\text{Gas})} + E_{(\text{Gas})}^- &= \text{Na}_{(\text{Gas})} + 118 \text{ kcal,} \\ \text{Na}_{(\text{Metall})} &= \text{Na}_{(1 \text{ mol. Lösung})} + E_{(\text{Gas})}^- - 49 \text{ kcal,} \\ \text{Na}_{(\text{Gas})} &= \text{Na}_{(1 \text{ mol. Lösung})} + 96 \text{ kcal.} \end{aligned}$$

Die erste Gleichung gibt die Sublimationswärme bei konstantem Volumen, die Wärmetönung der zweiten Gleichung ist aus dem Spektrum entnommen. Um den Wert für die dritte Gleichung zu erhalten, wird die Reaktion der Kalomel-elektrode mit dem photoelektrischen Effekt an Hg und der Reaktion $\text{HgCl} + \text{Na} = \text{Hg} + \text{Na}^+ (1 \text{ mol. Lösung}) + \text{Cl}^- (1 \text{ mol. Lösung})$ kombiniert. Solche Be-

rechnungen sind für die Ionen von 14 Metallen durchgeführt. Aus den sich ergebenden Ionenlösungswärmen ΔE sind nach der Gleichung

$$\Delta E = \left(e \frac{2}{2r} \right) \left(1 - \frac{1}{D} \right)$$

die Ionenradien ermittelt und in Übereinstimmung mit Bragg und Bragg gefunden. Ferner sind angenäherte Werte der Ionenentropie sowie die Affinitäten von Cl, Br und J zum Elektron berechnet.

H. BRANDES.

Georg Joos und Gustav F. Hüttig. Studien zur Chemie des Wasserstoffs. II. Die Elektronenaffinität des Wasserstoffs. ZS. f. Elektrochem. 32, 201—204, 1926, Nr. 4. Nachtrag dazu ebenda S. 294—295, Nr. 6. Durch Anwendung des Bornschen Kreisprozesses auf die Bildung der Alkalihydride läßt sich die Differenz Dissoziationsarbeit—Elektronenaffinität für Wasserstoff ermitteln, wenn man die Gitterenergie dieser Salze kennt. Diese wird auf folgender Grundlage berechnet: Als Exponent des Abstoßungspotentials zwischen den H^- - und den $Alkali^+$ -Ionen wird die Zahl 6 genommen, welche dem Abstoßungsexponenten der Li-Salze entspricht, da dem H^- -Ion derselbe Bau zukommt, wie dem Li^+ -Ion. Durch Anwendung der für Steinsalzgitter geltenden Formel ergibt sich dann, daß die Elektronenaffinität des Wasserstoffatoms um 10 cal kleiner ist als die zur Dissoziation von $\frac{1}{2}$ Mol H_2 erforderliche Energie. Für die Dissoziationswärme von 1 Mol H_2 wurde auf Grund der Ergebnisse mehrerer, allerdings jetzt zum Teil bereits widerlegter Arbeiten der niedere Wert von 65 cal genommen, woraus für die Elektronenaffinität die Zahl 23 cal folgt. Wäre mit dem üblichen Wert 85 cal gerechnet worden, so hätten sich 33 cal ergeben. Diese Zahl folgt nun auch, wie in einem Nachtrag mitgeteilt wird, aus dem alten symmetrischen Bohrschen He-Modell, wenn man bei seiner Übertragung auf H^- dieselbe Korrektur von 15 Proz. anbringt, welche zur Übereinstimmung mit der Beobachtung bei He und bei Li^+ erforderlich ist. Übrigens wurde nach Abschluß bemerkt, daß K. Fajans schon im Jahre 1920 auf Grund eines noch sehr unvollkommenen experimentellen Materials aus der Bildungswärme der Alkalihydride den Wert 37 cal gefunden hatte.

Joos.

M. F. Angell. Thermal conductivity of metals at high temperatures. Phys. Rev. (2) 27, 820, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Arbeit ist eine Fortsetzung früherer Untersuchungen nach verbesserten Methoden. Das Metall wird als langer Hohlzylinder elektrisch erhitzt. Bei den früheren Versuchen war angenommen worden, daß der Wärmefluß in einem Punkte in der Mitte zwischen den beiden Enden radial war, während jetzt diese Annahme für den Punkt der höchsten Temperatur gemacht wird. Die Wärmeleitfähigkeit wird aus dem Temperaturgradienten längs des Radius an dieser Stelle und aus der durchgehenden Wärmemenge berechnet. Für Zn, Cu und Pb werden vollständige Kurven der Wärmeleitfähigkeit von 50° C bis zum Schmelzpunkt gegeben. Bei Cu war sie 0,92 bei 50° C, nahm sehr langsam auf 0,900 bei 500° C und dann schneller auf 0,8 bei 1000° C ab. Die Wärmeleitfähigkeit von Zn nimmt von 0,265 bei 50° C auf 0,215 bei 400° C ab. Die des Pb nimmt von 0,82 bei 50° C aus weiter ab.

GÜNTHERSCHULZE.

Charles C. Bidwell. Thermal conductivity of lithium, sodium and lead to—250° C. Phys. Rev. (2) 27, 819—820, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Stabmethode von Forbes wurde folgendermaßen abgeändert. Der in einer langen Prüfröhre zentrierte Metallstab wurde in ein Bad konstanter

Temperatur gebracht und am oberen Ende durch eine Spule erhitzt. Die Luftzirkulation in der Röhre wurde durch Pappscheiben unterbunden, durch die der Stab hindurchgesteckt war und die ihn in geringen Abständen umgaben. Der Temperaturgradient wurde durch Thermoelemente ermittelt, die längs des Stabes verteilt waren. Mit geringeren, ähnlich montierten Stablängen wurden Abkühlungskurven aufgenommen. Bei der Ermittlung der genauen Werte von k lag die mittlere Stabtemperatur weniger als 15° über der Badtemperatur. Vorversuche mit Pb zur Prüfung der Methode ergaben zwischen -250 und $+100^\circ\text{C}$ gute Übereinstimmung mit den besten bisher veröffentlichten Versuchen. Li zeigt eine lineare Zunahme von k von 0,15 bei 0°C auf 0,20 bei -200°C und steigt dann schnell auf 1,00 bei -246°C . Oberhalb von 0°C liegt ein Minimum bei 40°C , auf das ein Ansteigen auf 0,17 bei $+140^\circ\text{C}$ folgt. Na zeigt eine lineare Zunahme von 0,28 bei -40°C auf 0,40 bei 240°C . Oberhalb von -40°C steigt es bis auf 0,35 bei 0°C und nimmt dann wieder auf 0,28 bei $+65^\circ\text{C}$ ab. Die Knicke in den Kurven entsprechen schon früher mitgeteilten Knicken der Kurven der elektrischen Leitfähigkeit und Thermokraft dieser Metalle. GÜNTHERSCHULZE

Wheeler P. Davey. The expansion of crystals from absolute zero to the melting point. Phys. Rev. (2) 27, 819, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einem flächenzentrierten kubischen Kristall liegt jedes Atom in einer „Tasche“, die durch drei anschließende Atome einer 111-Ebene (der Gleitebene) gebildet wird, so daß die vier Atome ein Tetraeder bilden. Es wird angenommen, daß die Atomgebiete bei 0°abs. in Berührung sind. Dann ist die Annahme plausibel, daß in einem solchen Kristall $12\frac{1}{2}\%$ der Tetraeder sich $4\frac{1}{2}\%$ längs jeder Kante ausdehnen müssen, ehe alle Oberflächenatome den festen Zustand aufgeben können. Aber in jedem Augenblick haben $12\frac{1}{2}\%$ der Tetraeder die 1,7fache Größe der wahrscheinlichsten. Es ist also eine Ausdehnung von 2,6 Proz. von 0°abs. aus ein Erfordernis für das Schmelzen eines flächenzentrierten kubischen Kristalls. Hierzu kommt die Ausdehnung, die eintritt, während die Atome Zusatzenergie zur Überwindung der Kohäsion aufnehmen. Die aus der Literatur berechneten Ausdehnungen sind Al 2,4 Proz., Mg 2,4 Proz., Ag 2,3 Proz., Cu 2,4 Proz., Ni 2,9 Proz. Alle sind wahrscheinlich infolge der Extrapolation zu klein. Neuere Messungen an Cu führen auf 2,9 Proz. Die raumzentrierten kubischen Kristalle benötigen nur die zur Überwindung der Kohäsion erforderliche Ausdehnung. Na und K verlieren vor dem Schmelzen ihre Kristallstruktur. W dehnt sich infolge seiner großen Anziehung zwischen den Atomen um 2 Proz. aus. GÜNTHERSCHULZE

Thomas A. Wilson and Wheeler P. Davey. The expansion of copper from absolute zero to the melting-point. Phys. Rev. (2) 27, 819, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kupferstäbe von rechteckigem Querschnitt, 1 cm Kantenlänge und 30 cm Stablänge wurden auf Aluminiumpulver in einer Alundumröhre gelegt, die mit einer Heizspule aus Molybdän umwickelt und durch Asbestlagen von 6 cm Dicke geschützt war. Die Röhre überragte die Kupferstabenden auf jeder Seite um 5 cm zur Verringerung der Kühlung der Enden. Zwei in die Heizröhre gebohrte Löcher ließen den Abstand der Endflächen mit einem horizontalen Kathetometer ablesen. Die Versuche wurden in einer Wasserstoffatmosphäre vorgenommen. Alle 24 Stunden wurde die der Heizspule zugeführte Energie um etwa 100 Watt erhöht und am Ende jeder solchen Periode eine Ablesung gemacht. In der Nähe des Schmelzpunktes wurden die Ablesungen gehäuft. Zwei Versuchsreihen ergaben als linearen Ausdehnungskoeffizienten des Cu zwischen Zimmertemperatur und Schmelzpunkt 0,0257 und 0,0264 cm.

nach Daten von Landolt-Börnstein ist die Ausdehnung vom absoluten Nullpunkt bis 27° C 0,0034 cm pro Zentimeter Länge, so daß die gesamte Ausdehnung vom absoluten Nullpunkt bis zum Schmelzpunkt 0,029 cm pro Zentimeter beträgt.

GÜNTHERSCHULZE.

S. Vrkljan. Über die Beziehung zwischen den Ausdehnungskoeffizienten und den Kompressibilitätskoeffizienten der Flüssigkeiten. ZS. f. Phys. **37**, 458—468, 1926, Nr. 6. Der Übergang einer Flüssigkeitsmenge von dem Volumen $v_{1,1}$ (der erste Index bezeichnet, wie stets im folgenden, den Druck, der zweite die Temperatur) zum Volumen $v_{2,2}$ kann über $v_{1,2}$, aber auch über $v_{2,1}$ erfolgen, was zu einer Beziehung zwischen den Ausdehnungs- und Kompressibilitätskoeffizienten führt. Definiert man den wahren Ausdehnungskoeffizienten als

$$\alpha_{m,n} = \frac{1}{v_{m,0}} \cdot \frac{\partial v_{m,n}}{\partial t_n},$$

wo $v_{m,0}$ das Volumen bei der Temperatur 0° C und dem Druck p_m bedeutet, und den mittleren zwischen den Temperaturen t_1 und t_2 als

$$\bar{\alpha}_{m,1-2} = \frac{1}{v_{m,0}} \cdot \frac{v_{m,2} - v_{m,1}}{t_2 - t_1},$$

entsprechend den wahren und mittleren Kompressibilitätskoeffizienten als

$$\kappa_{m,n} = - \frac{1}{v_{m,n}} \cdot \frac{\partial v_{m,n}}{\partial p_m}$$

bzw.

$$\bar{\kappa}_{1-2,n} = - \frac{\ln v_{2,n} - \ln v_{1,n}}{p_2 - p_1},$$

so nimmt die genannte Beziehung die Form an

$$\bar{\alpha}_{2,1-2} = \frac{(1 + \bar{\alpha}_{1,0-2} \cdot t_2) \cdot e^{(\bar{\kappa}_{1-2,0} - \kappa_{1-2,2})(p_2 - p_1)}}{t_2 - t_1} - \frac{(1 + \bar{\alpha}_{1,0-1} \cdot t_1) \cdot e^{(\bar{\kappa}_{1-2,0} - \kappa_{1-2,1})(p_2 - p_1)}}{t_2 - t_1} \dots \dots \dots (12)$$

Es werden einige Näherungsformeln angegeben, zwecks erster Annäherung

$$\bar{\alpha}_{2,1-2} = \bar{\alpha}_{1,1-2} + \frac{(\bar{\kappa}_{1-2,1} - \kappa_{1-2,2})(p_2 - p_1)}{t_2 - t_1} \dots \dots \dots (19)$$

(12) wird durch Messungen von Amagat an Wasser, Alkohol und Äther belegt und der Gültigkeitsbereich der Näherungsformel diskutiert. Geht man von den Durchschnittskoeffizienten der Formel (12) zur Grenze über, so erhält man

$$\frac{\partial \alpha_{1,1}}{\partial p_1} = \alpha_{1,1} (\kappa_{1,0} - \kappa_{1,1}) - (1 + \bar{\alpha}_{1,0-1} \cdot t_1) \frac{\partial \alpha_{1,1}}{\partial t_1} \dots \dots \dots \text{H. BRANDES.}$$

F. Sauerwald und E. Widawski. Über die Dichte und Ausdehnung des weißen und grauen Roheisens im flüssigen und festen Zustande. (Dichtemessungen bei hohen Temperaturen. VIII.) ZS. f. anorg. Chem. **155**, 1—12, 1926, Nr. 1/2. [S. 1491.] SCHEEL

W. Herz. Beziehungen des Nullpunktsmolvolumens zu anderen Eigenschaften. ZS. f. anorg. Chem. **153**, 269—272, 1926, Nr. 3. Von R. Lorenz und W. Herz (ZS. f. anorg. Chem. **141**, 375, 1924) ist für „gewöhnliche“ Stoffe im Sinne van Laars die Beziehung

$$V_0 = 5,7 \frac{T_k}{p_k}$$

(V_0 Nullpunktsmolvolumen, T_k kritische Temperatur, p_k kritischer Druck) abgeleitet worden. Wird diese Formel mit der Gleichung

$$L = \frac{p_k T_s}{T_k d_k}$$

(Herz, ZS. f. Elektrochem. **25**, 323, 1919; L Verdampfungswärme beim Siedepunkt T_s in Kalorien pro Gramm, d_k kritische Dichte, gültig für nicht assoziierte Flüssigkeiten) kombiniert, so folgt

$$L = \frac{5,7 T_s}{V_0 d_k}$$

Die Brauchbarkeit der Formel wurde durch zahlreiche Beispiele erwiesen, wobei auch einige assoziierte und nicht gewöhnliche Stoffe sich dieser Regelmäßigkeit einordnen. — Weiterhin ist von Herz (ZS. f. Elektrochem. **26**, 11, 1920) für die Kapillarkonstante a der Zusammenhang

$$a = 0,0552 \frac{p_k T_s}{T_k d_k}$$

und für die molekulare Siedepunkterhöhung c

$$c = \frac{4}{3} \frac{T_k^2}{p_k d_k}$$

festgestellt worden. Die Verknüpfung hiervon mit der anfänglichen Gleichung von Lorenz-Herz führt zu

$$a = \frac{0,314\ 64\ T_s}{d_k V_0} \quad \text{und} \quad V_0 = \frac{4,275\ c}{T_k d_k}$$

Schließlich gilt nach Herz (ZS. f. Elektrochem. **27**, 125, 1921) für die Differenz der spezifischen Wärmen im Gaszustand

$$c_p - c_v = 0,0935 \frac{p_k}{T_k d_k},$$

woraus der Zusammenhang mit dem Nullpunktsmolvolumen

$$c_p - c_v = \frac{0,505\ 95}{V_0 d_k}$$

resultiert. Die Gültigkeit aller Formeln ist zahlenmäßig belegt. — Eine Relation zwischen V_0 und der Molrefraktion ist bereits früher von Lorenz und Herz (ZS. f. anorg. Chem. **142**, 80, 1925) angegeben worden. W. HERZ.

D. A. Fairweather. The melting-points of the normal saturated dibasic acids. Phil. Mag. (7) **1**, 944—950, 1926, Nr. 5. Verf. gibt eine Zusammenstellung der Schmelzpunkte der zweibasischen Fettsäuren der Formel $\text{HOOC} \cdot (\text{CH}_2)_n \cdot \text{COOH}$. Bekanntlich schmelzen diese Säuren bei niedrigen Werten von n hoch oder niedrig, je nachdem n gerade oder ungerade ist, während für hohes n die

Schmelzpunkte gegen eine mittlere Temperatur von etwa 120° C konvergieren. Das wird vom Verf. darauf zurückgeführt, daß in den ungeraden Reihen die Einwirkung der Carboxylgruppen, die den Methylengruppen abwechselnd positive und negative Ladung erteilt, sich, von beiden Enden der Kette kommend, verstärkt, und daher wenige Kraftlinien aus dem Molekül heraustreten, was einem niedrigen Schmelzpunkt entspricht; bei den geradzahligen Ketten dagegen überwiegt dieser Einfluß, so daß starke äußere Kraftfelder auftreten, entsprechend hohen Schmelzpunkten. Für lange Ketten tritt der Einfluß der endständigen Gruppen mehr und mehr zurück, so daß die Schmelzpunkte der geraden und ungeraden sich nähern, in Übereinstimmung mit der Erfahrung. H. BRANDES.

S. Bowen. The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface. Phys. Rev. (2) 27, 820, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe theoretischer Betrachtungen wird gezeigt, daß der Prozeß der Verdampfung und Diffusion von Wasserdampf von einer Wasseroberfläche in den Luftraum darüber dem Vorgang der Leitung oder Diffusion von Wärmeenergie von der Wasseroberfläche in den Luftraum vollkommen ähnlich ist. Infolge dieser Ähnlichkeit ist es möglich, das Verhältnis R des Wärmeverlustes durch Leitung zu dem durch Verdampfung durch die Formel $R = 0,46 (T_w - T_a) P / (P_w - P_a) 760$ darzustellen, wo T_a und P_a die ursprüngliche Temperatur und der ursprüngliche Druck der über das Wasser streichenden Luft und T_w und P_w die entsprechenden Größen für die in Berührung mit der Wasseroberfläche befindliche Luftschicht sind. Wird in der Cummingschen Verdampfungsgleichung der R -fache Betrag der Verdampfungsverluste an die Stelle der Wärmeleitungsverluste gesetzt, so wird sie zu einer exakten Gleichung für die Bestimmung der Verdampfung von einer Wasseroberfläche als Funktion der vom Wasser absorbierten Strahlungsenergie und der im Wasser aufgespeicherten Wärme.

GÜNTHERSCHULZE.

J. J. van Laar. On the Equation of State of Liquids and Solid Bodies at High and at Low Temperatures. Proc. Amsterdam 27, 897—913, 1924, Nr. 9/10. In seinem Buche über „die Zustandsgleichung von Gasen und Flüssigkeiten usw.“ hatte der Verf. die Größe b der van der Waalschen Zustandsgleichung

$$p + \frac{a}{v^2} = \frac{RT}{v - b}$$

als Funktion von v abgeleitet in der Form

$$b = \frac{b_g}{1 + \frac{b_g - b_0}{v}}$$

wo b_g den Grenzwert von b bei $v = \infty$ und b_0 den bei $v = v_0$ darstellt. Die Bedeutung dieser Volumenabhängigkeit von b wird hier eingehender behandelt und im Anschluß daran die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bei Quecksilber, Äther und Äthylchlorid nachgewiesen. Aus der thermodynamischen Beziehung

$$T \left(\frac{d^2 p}{dv^2} \right)_v = \left(\frac{dc_v}{dv} \right)_T$$

wird die Zustandsgleichung

$$p + f(v) = \frac{\gamma_2}{v} L$$

abgeleitet und auf die Bestimmung der Größe γ_2 und der davon abhängigen Größe

$A = \gamma_2 \frac{v - b_0}{v}$ näher eingegangen.

OTTO.

K. K. Järvinen. Über die Molekularattraktion und Zustandsgleichung. ZS. f. phys. Chem. **116**, 420—430, 1925, Nr. 5/6. Im Anschluß an frühere Arbeiten (ZS. f. phys. Chem. **93**, 737, 1919; **96**, 367, 1920) leitet Verf. aus den Formeln für die molare latente Verdampfungswärme eine genauere Gleichung für den Sättigungsdampfdruck ab. Diese gibt die günstigste Übereinstimmung mit den experimentellen

Daten, wenn im Kraftgesetz $F = \frac{m^2 \cdot k}{r^n}$ der Exponent n gleich 5,3 anstatt 5,5 wie früher gesetzt wird. Noch bessere Übereinstimmung wird erzielt, wenn $n = 5,33$ gesetzt wird, doch ist bei allen weiteren Berechnungen $n = 5,3$ benutzt worden. Der Wert des so festgestellten Exponenten wird zunächst in der Zustandsgleichung angewendet in der Form

$$p = \frac{kRT}{v} \cdot \frac{v^{1/3}}{v^{1/3} - b^{1/3}} - \frac{a}{v^{7/3}} = p_k - p_a.$$

Durch Ausprobieren findet man für k den günstigeren Wert 0,75 anstatt 0,845. Die hieraus berechneten Werte für a und β ergeben nach dem Verf. Übereinstimmung mit dem Experiment ($\beta = 1,155$ bei 0° für Hg). Doch gilt die Dupré'sche Regel nicht, denn $\frac{\beta_{400}}{\beta_{100}}$ ergibt 4,10 anstatt 2,85. Auf die Berechnung der spezifischen Wärme, Schmelzwärme und andere hat die genauere Bestimmung des Exponenten n keinen Einfluß, da diese Werte gegen kleine Differenzen von n wenig empfindlich sind. So bleibt z. B. die starke Differenz zwischen berechnetem und beobachtetem Wert der Schmelzwärme des Quecksilbers bestehen, die 764 cal/Mol bzw. 561 cal/Mol betragen. OTTO

Angus F. Core. The Meaning of „ a “ and „ b “ in the Equation of State. Phil. Mag. (6) **45**, 622—624, 1923, Nr. 267, März. Fowler hat (Phil. Mag. **43**, 785, 1922) den Wert a der van der Waalsschen Gleichung berechnet, doch glaubt der Verf. nicht, daß dieses a dem van der Waalsschen a entsprechen müsse. In der allgemeinen van der Waalsschen Gleichung von der Form $pv = RT$

$+ RT \frac{b}{v} - \frac{a}{v}$ ist das zweite Glied der Virialgleichung $pv = RT + \frac{B}{v}$ in zwei

Teile zerlegt. $RT \frac{b}{v}$ soll der Teil des Virials sein, der den Kräften entspricht, die entstehen, wenn bei der Annahme vollkommen harter Kerne diese aufeinander stoßen. Wenn σ der Durchmesser der Kerne und $-\chi(\sigma)$ die Arbeit bedeuten, die notwendig ist, um zwei in Berührung befindliche Moleküle zu trennen, dann ist nach Reinganum

$$RT \frac{b}{v} = \frac{2\pi N \sigma^3}{3v} \cdot e^{-\frac{\chi(\sigma)}{kT}}.$$

Der Rest entspricht dann $\frac{a}{v}$, womit aber keineswegs gesagt ist, daß der so definierte Koeffizient gleich dem der van der Waalsschen Gleichung ist. Nun kann man

jedoch mit Hilfe der klassischen kinetischen Theorie für $-\frac{a}{v}$ einen Ausdruck ableiten, der vollkommen dem van der Waalsschen Gliede entspricht. Hierfür führt Verf. den Namen „potentieller Teil“ ein, während der Rest, der das Glied

$RT \frac{b}{v}$ ersetzen würde, mit „nichtpotentieller Teil“ bezeichnet wird. OTTO

L. Volmer. Thermodynamische Folgerungen aus der Zustandsgleichung für adsorbierte Stoffe. ZS. f. phys. Chem. **115**, 253—260, 1925, Tr. 3/4. Ein Zylinder, der ein Mol eines Gases enthält, möge in einen mit einer Flüssigkeit gefüllten Trog so eingeführt werden, daß die abgesperrte Oberfläche Ω das Gas adsorbiert, aber praktisch nicht löst. Dann kann man durch Ausführung eines isothermen Kreisprozesses, wenn der Druck des Gases mit p , die Oberflächenspannung im Zylinder mit σ und die der reinen Oberfläche mit σ_0 bezeichnet wird, folgende Gleichung ableiten:

$$v \cdot dp = \Omega \cdot d\pi, \text{ wo } \pi = \sigma_0 - \sigma \text{ ist.}$$

Gilt für die adsorbierte Substanz $\pi(\Omega - \beta) = RT$, so kommt man zur Formel

$$\eta = \frac{1}{\Omega} = \frac{c}{k + 2\beta c},$$

in der c die Konzentration des Gases im Gleichgewicht mit der Flüssigkeit bedeutet. Diese Beziehung war früher von Langmuir mit Hilfe kinetischer Betrachtungsweise aufgestellt worden. Der Verf. zeigt, daß die Gleichung auch zur Formel von Szyszkowski

$$\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = B \ln \left(\frac{c}{A} + 1 \right)$$

führt, wo dann $B = \frac{RT}{2\beta\sigma_0}$ zu setzen wäre. Aus den experimentellen Daten ergibt sich, daß die versuchsweise aufgestellte Zustandsgleichung $\pi(\Omega - \beta) = RT$ zu Werten führt, die für nicht zu hohe Dichten in Übereinstimmung mit der Erfahrung sind, d. h. daß diese einfache Gleichung innerhalb der bezeichneten Grenzen für Adsorptionsschichten gültig ist. Orto.

N. J. Koltchin. Über die Zustandsgleichung und ihr Verhältnis zu den Grundgesetzen der Thermodynamik. ZS. f. anorg. Chem. **147**, 312—320, 1925, Nr. 4. Im Anschluß an eine Arbeit von Richard Lorenz über „die Gesetze der idealen Gase und die Thermodynamik“ in der „Festschrift zur Jahrhundertfeier des Physikalischen Vereins“ zu Frankfurt a. M., 1924, wird die Frage untersucht, bei welchen begrenzenden Bedingungen im Verhältnis zu U und s die Zustandsgleichung auf Grund der allgemeinen Forderungen des ersten und zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik in endlicher Form auftritt. Es ergibt sich, daß die Bedingung $U = U(T)$ dafür nicht hinreichend ist, da noch erforderlich ist, daß $s = s(vT)$ ist. Jedoch kann die Zustandsgleichung in differentialer Form den Forderungen $U = U(T)$ und $s = s(pT)$ auch nicht widersprechen. Diese verschiedenen, durch das Vorhandensein von p und v in s bedingten Folgerungen entstehen auf Grund der speziellen Form der elementaren Arbeit $dR = A p dv$. Bei einem allgemeinen Falle jedoch, wenn $dR = f_1 dp + f_2 dv + f_3 dT$, wo f_1, f_2, f_3 Zustandfunktionen sind, und bei den Bedingungen $U = U(T)$ und $s = s(vT)$ ist es auch möglich, daß die Zustandsgleichung in differentialer, nicht integrierter Form auftreten kann. Orto.

F. P. G. A. J. van Agt and H. Kamerlingh Onnes. Isotherms of mon-atomic substances and their binary mixtures. XXV. The same of di-atomic substances. XXXI. The compressibility of hydrogen- and helium-gas between 90° and 14° K. Proc. Amsterdam **28**, 674—686, 1925, Nr. 7. Es werden die Isothermen von Wasserstoff und Helium bei kleinen Drucken im Temperaturbereich von 18 bis 14° abs. gemessen, um vor allem den zweiten Virialkoeffizienten B der empirischen Zustandsgleichung $p v = A + B d + C d^2 + D d^4$

bestimmen zu können. Aus den gefundenen B -Werten und früher von P. Martinez und Kamerlingh Onnes bei höheren Temperaturen gemessenen Werten sind dann die Korrekturen des Gasthermometers konstanten Volumens auf die thermodynamische Skala berechnet worden. Sie liegen bei H_2 zwischen $90,22^\circ$ und $14,50^\circ$ abs. zwischen $+0,067$ und $+0,155^\circ$ und bei He zwischen $69,86$ und $16,65^\circ$ abs. zwischen $+0,031$ und $+0,046^\circ$. OTTO

A. Młodziejowski. Zustandsdiagramme der Legierungen mit Bildung einer chemischen Verbindung. *ZS. f. phys. Chem.* **117**, 361—386, 1923, Nr. 5/6. Bakhuis Roozeboom hatte zur Darstellung des Gleichgewichts zwischen binären Mischkristallen und ihrem Schmelzfluß eine graphische Methode angewendet, indem er in einem Diagramm die prozentuale Konzentration als Abszisse und das thermodynamische Potential als Ordinate auftrug. Während Roozeboom diese thermodynamische Konstruktion nur für Legierungen benutzte, deren Komponenten untereinander keine chemischen Verbindungen eingehen, wird nunmehr an einer Reihe von Fällen versucht, die Methode auf Legierungen mit Bildung einer einzigen chemischen Verbindung anzuwenden. Es zeigt sich, daß dann die Zustandsdiagramme gleichsam aus zwei Diagrammen zusammengesetzt sind, wobei die Verbindung die Rolle einer selbständigen Komponente spielt, die in beide Diagramme eintritt. Eine Ausnahme bilden sämtliche Diagramme, welche eine sich unterhalb ihrer Schmelztemperatur zersetzende Verbindung darstellen. Thermodynamisch jedoch darf die chemische Verbindung nicht als selbständige Komponente betrachtet werden. OTTO

L. Gay et N. Perrakis. Considérations sur les propriétés des systèmes physiques, dans le voisinage de l'état critique. *Journ. chim. phys.* **22**, 169—186, 1925, Nr. 3. Die Verf. betrachten den kritischen Punkt zwischen Gas- und flüssiger Phase, sowie den kritischen Lösungspunkt mehrerer flüssiger Phasen und erhalten durch Anwendung der Phasenregel eine Anzahl allgemeiner Gesetzmäßigkeiten. Die Einzelheiten müssen in der Originalarbeit eingesehen werden. ESTERMANN

Felice Garelli. Contributo alla crioscopia di soluzioni di gas in solidi venti diversi. *Lincei Rend.* (6) **2**, 120—124, 1925, Nr. 3/4. Verf. bestimmt die Gefrierpunktserniedrigung beim Sättigen verschiedener Lösungsmittel mit Acetylen, Stickstoff, Stickoxyd, Helium und Kohlenoxyd und benutzte sie zur Ermittlung der Löslichkeit dieser Gase in Benzol, Dimethylanilin, Anilin, Cyclohexan, Nitrobenzol, Bromoform, Eisessig und Ameisensäure. Wegen der Zahlenangaben muß auf die Abhandlung verwiesen werden. BÖTTGER

W. M. Hampton. The annealing and re-annealing of glass. *Trans. Opt. Soc.* **27**, 161—180, 1925/26, Nr. 3. Im Anschluß an seine früheren Arbeiten bringt der Verf. Ergänzungen, die sich zunächst auf den Einfluß beziehen, den die Änderung des Ausdehnungskoeffizienten im Erweichungsgebiet des Glases mit sich bringt. Die Spannung s_t in irgend einer Zeit t , bezogen auf die ohne Relaxation vorhandene s_0 , nimmt bei Berücksichtigung der Ausdehnungsanomalie mit der Temperatur (bei konstanter Erhitzungsgeschwindigkeit) stärker ab als bei Annahme eines von der Temperatur unabhängigen Ausdehnungskoeffizienten. Unter Benutzung der Werte von Peters und Cragoe gelingt es auch, den Spannungsabfall, den Tool und Valasek beobachtet haben, nahezu quantitativ darzustellen, wenn die Parallelverschiebung längs der Temperaturachse durch das Temperaturgefälle von der Mitte bis zur Außenschicht des Versuchs-

Körpers erklärt wird. Ferner wird der Einfluß der Erhitzungsgeschwindigkeit auf die Ausgleichstemperatur, sowie die Änderung letzterer mit der Stückgröße für einige Einzelfälle berechnet. Im zweiten Abschnitt der Arbeit (Teil 4) werden die Gesetze des Spannungsausgleichs einer Kritik unterzogen. Die einfache Beziehung $\frac{1}{s} - \frac{1}{s_0} = \lambda t$, die als Lösung der Differentialgleichung $\frac{ds}{dt} = -\lambda s^2$ sich ergibt und bei der die Konstante λ durch die Viskosität η , die elastisch-optische Konstante σ und eine andere Konstante k in der Form $\lambda = -\frac{k\sigma}{\eta}$ dargestellt werden kann, genügt nicht den Beobachtungen, so daß Preston schon die verallgemeinerte Gleichung für die Spannung $f = \frac{s}{\sigma}$ aufgestellt hat

$$\frac{df}{dt} = \frac{k}{\eta} f^2 F\left(\frac{f}{G}\right),$$

in der F eine unbekannte Funktion der Spannung und der Festigkeit (rigidity) des Körpers ist. Durch Messung des Spannungsausgleichs einerseits und unabhängige Bestimmung der Viskosität η aus der Durchbiegung eines einseitig eingespannten Balkens infolge Belastung oder Eigengewicht ist k für zwei Gläser (B. L. F. 5470 und D. F. 5431) mit 1600 bzw 1000 berechnet worden. Für Temperaturen unterhalb des Erweichungsintervalls muß die Gleichung in der Form

$$\frac{df}{dt} = \frac{k}{\eta} (f - f_L)^2$$

angesetzt werden, wobei f_L mit steigender Temperatur stark abnimmt. (Von $3,4 \cdot 10^4$ bei 300° auf nahezu 0 bei 400° für das von Adams und Williamson untersuchte Glas B. L. F. 5470.) Das Vorhandensein dieser elastischen Grenze f_L erklärt auch die von der Doppelbrechung unabhängige Verminderung des mittleren Brechungsindex gegenüber gut gekühltem Glase, die bei längerer Erhitzung auf eine unterhalb des Erweichungsintervalls liegende Temperatur beobachtet worden ist. Nimmt man nun k für alle Gläser als gleich an, so ergibt sich aus den Beobachtungen von Adams und Williamson der Gang von η mit der Temperatur, und zwar kann man nach Ansicht des Verf. diese Abhängigkeit für alle Flintgläser als gleich annehmen; doch wird darauf hingewiesen, daß die gemachten Annahmen nicht theoretisch streng sind, sondern nur als praktisch ausreichend zu betrachten sind.

H. R. SCHULZ.

C. G. Peters. Measurements of the Index of Refraction of Glass at High Temperatures. Scient. Pap. Bureau of Stand. 20, 635—659, 1926, Nr. 521. [S. 1536.]

SCHULZ.

P. G. Nutting. Pressures in planetary atmospheres. Journ. Washington Acad. 16, 254—258, 1926, Nr. 9. [S. 1482.]

GUTENBERG.

W. H. Keesom. L'hélium solidifié, C. R. 183, 26—27, 1926, Nr. 1. [S. 1492.]

MEISSNER.

Leo I. Dana. Thermal properties of butane, isobutane, propane, and ethane. Phys. Rev. (2) 27, 819, 1926, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Untersuchung soll die thermischen Eigenschaften der genannten Flüssigkeiten im Sättigungsgebiet in dem Bereich klarstellen, das für ihre Verwendung als Kältezeuger in Frage kommt. Es wurden die latente Verdampfungswärme und die spezifischen Wärmen von flüssigem Äthan und Propan zwischen -40 und

+ 30° C, von Isobutan und Butan zwischen — 13 und + 30° C bestimmt. Es wurde ein adiabatisch wirkendes Aneroidkalorimeter benutzt. Zahlenwerte werden nicht angegeben. GÜNTHERSCHULZE

Victor Crémieu. Appareil pour production instantanée de froid au sein des liquides. Journ. de phys. et le Radium (6) 6, 130 S—131 S, 1925. Nr. 12. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 224.] Flüssige Kohlensäure kommt in Stahlflaschen in den Handel, deren Gewicht etwa 2,5 kg pro Kilogramm CO₂ beträgt. Beim Ausströmen entsteht Kohlensäureschnee, dessen Menge sich bei 15° Anfangstemperatur aus dem Verhältnis der Verdampfungs- zur Sublimationswärme zu 28 Proz. vom Gewicht der verdampften Kohlensäure berechnet. In Wirklichkeit erhält man wegen der beim Ausströmen geleisteten inneren Arbeit (Joule-Thomson-Effekt) 35 bis 40 Proz. Die Einrichtung stellt somit einen Kälteakkumulator dar, dessen Gewicht fünfmal schwerer ist als beim gewöhnlichen Eis, der aber unbegrenzt haltbar wäre. Wählt man als Füllung der Stahlflaschen nicht reine Kohlensäure, sondern ein Gemisch von 8 Proz. Luft mit Kohlensäure, das sich bei 15° unter einem Druck von 80 Atm. verflüssigt und eine kritische Temperatur von 25° besitzt, so kann man wegen des gesteigerten Joule-Thomson-Effektes die Menge des gebildeten CO₂-Schnees auf 60 bis 70 Proz. der verdampften Kohlensäure erhöhen. Der Kälteakkumulator ist dann nur noch dreimal schwerer als gewöhnliches Eis. Verf. hat auf dieser Grundlage einen Apparat gebaut, der in die zu kühlenden Flüssigkeiten getaucht werden kann und eine Temperaturerniedrigung bis — 90° bewirkt. Die Handhabung soll sehr einfach sein. R. PLANK

F. H. Riddle and A. B. Peck. An eighteen months' high temperatures test on refractory test specimens. Journ. Amer. Cer. Soc. 9, 1—22, 1926. In einem etwa 100 m langen Brennofen, der 18 Monate lang ununterbrochen bis zu Temperaturen von 1500° C in Betrieb gewesen war, waren vor der Inbetriebnahme verschiedene keramische Probekörper eingebracht worden, um den Einfluß von Gasen und hohen Temperaturen bei längerer Dauer zu untersuchen. Das Verhalten von Siliciumcarbid, Pyrometerschutzrohren und anderen Produkten wird geschildert und durch die Art der mikroskopisch beobachteten Umwandlungen zu erklären versucht. (Aus Techn.-Wiss. Ber. d. Osram-Konzerns, Ref. Schönborn.) SCHEEL

E. Löwenstein. Elektrische Hochtemperaturöfen bis 3300° C. ZS. f. anorg. Chem. 154, 173—177, 1926. Es wird die Entwicklung beschrieben, welche der von Tammann angegebene Kurzschluß-Kohlenrohrföfen bezüglich der Einführung wassergekühlter Metallkontakte, sowie hinsichtlich Heizrohrumschaltung, Wärmeschutz, drehbarer Lagerung, Temperaturregulierung und Energiebedarf unter der Beratung von Tammann durch Raydt und Löwenstein in Tammanns Institut bzw. im Göttinger Elektroschaltwerk erfahren hat. C. MÜLLER

Charles C. Bidwell. Wire and ribbon wound resistance furnaces. Journ. Opt. Soc. Amer. 12, 495—502, 1926, Nr. 5. Die Arbeit enthält eine Übersicht über die in Amerika ausgebildeten Widerstandsöfen mit Draht und Bandwicklungen aus „nichrome“ (Cu—Ni), „chromel“ (Ni—Cr bzw. Ni—Cr—Fe), Nickel, Platin, Molybdän, Wolfram und eingehende Maßangaben, sowie Bezugsquellen für die Widerstandsmaterialien wie für die Isoliermaterialien. Besonders eingehend ist der Aufbau von Öfen mit Innenwicklung, sowie der von der General Electric Comp. entwickelten Molybdänöfen mit Wasserstofffüllung beschrieben. Der Schluß des Aufsatzes bringt einen Hinweis auf die von der Hoskins Mfg. Comp. ausgebildeten Heizelemente aus starken, in Haarnadelform gebogenen Widerstandsstäben für Transformatorenheizung. C. MÜLLER